

Physik
und
Verteilung
galaktischer
Dunkelwolken

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Joachim A. Stüwe
aus
Haltern

Bochum 1987

Physik
und
Verteilung
galaktischer
Dunkelwolken

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

Dissertation eingereicht am 26. November 1987

Tag der mündlichen Prüfung 1. Februar 1988

Referent Prof. Dr. J. V. Feitzinger

Korreferent Prof. Dr. K. Rohlf

Inhaltsverzeichnis

0. Einleitung	1
I. Gammastrahlung aus Dunkelwolken	4
1. Die Datenbasis	6
2. Vergleich der Dunkelwolken- mit der Gammaverteilung	14
2.1. Die beobachtete und die berechnete Gammaverteilung	14
2.2. Die lokale Gammastrahlung	21
2.3. Einzelne Dunkelwolkenkomplexe	26
2.4. Das Entfernungsregime der lokalen Gammaphotonen	32
2.5. Abschätzung der gammaemittierenden Scheibe	35
3. Diskussion der Ergebnisse	39
II. Ableitung physikalischer Dunkelwolkenparameter	41
1. Datenbasis	44
2. Datenreduktion	47

2.1. Einlesen ins Bochumer IHAP-System	49
2.2. Das "Such"-Programm des Bochumer IHAP-Systems	50
2.3. Der Helligkeitsparameter nach de Vries	52
2.4. Die Helligkeitskalibration	53
2.4.1. Das Milchstraßenmodell nach Bahcall und Soneira	54
2.4.2. Erweiterungen des B. & S.- Modells	56
2.5. Entfernungsbestimmung	58
2.6. Kartierung der Absorption	74
3. Extraktion physikalischer Dunkelwolkenparameter	84
3.1. Massenbestimmung von Dunkelwolken	84
3.2. Innere Struktur der Dunkelwolken	88
3.2.1. Die Wolkengröße	88
3.2.2. Der radiale Dichteverlauf	91
4. Interpretation der Wolkenparameter	94
4.1. Hierarchische Strukturen im interstellaren Medium	94
4.2. Stabilität	96
4.2.1. Das Jeans-Kriterium	96
4.2.2. Der Virialsatz	99
4.3. Die "Larson"-Relation	101
5. Zusammenfassung und Ausblick	104

0. Einleitung

Erst seit etwa sechzig Jahren steht für die Wissenschaft fest, daß der Raum zwischen den Sternen nicht gänzlich leer ist. Damals, zu Beginn der Dreißiger Jahre dieses Jahrhunderts, wurde etwa gleichzeitig die Existenz einer interstellaren Gaskomponente (Struve, 1928) sowie, auf Grund seiner lichtschwächenden Wirkung (Extinktion), allgemein verbreiteter Staub (Trumpler, 1930) nachgewiesen. Dieses interstellare Medium (ISM) hat im Mittel nur eine Dichte von etwa einem Atom pro Kubikzentimeter, und selbst in örtlichen Verdichtungen stellt das Gas mit etwa 10^6 cm^{-3} immer noch ein technisch nicht herstellbares Höchstvakuum dar. Auf Grund der gewaltigen Entfernungen jedoch, die im interstellaren Raum eine Rolle spielen, akkumuliert sich die extingierende Wirkung des Staubes und verursacht die mit bloßem Auge sichtbaren, das Aussehen des Milchstraßenbandes prägenden Dunkelwolken. Seit ihren Anfängen hat die Erforschung des ISM einen immer größeren Raum in der astronomischen Forschung eingenommen und unser Verständnis vom Aufbau und der Entwicklung unseres Milchstraßensystems wesentlich erweitert. Optisch wurde z.B. die interstellare Polarisation (Hiltner, 1948; Hall, 1948) und über sie die Existenz und der Verlauf eines galaktischen Magnetfeldes nachgewiesen.

Einen gewaltigen Fortschritt bedeutete die Entwicklung der Radioastronomie. Sie eröffnete den Astronomen einen Wellenlängenbereich, in dem sich mit der 21 cm-Strahlung eine der wichtigsten Komponenten des ISM beobachten läßt, der atomare Wasserstoff (v.d.Hulst, 1944). Damit war es erstmals möglich, die gesamte Galaxis, die sich bisher wegen der Extinktion nur in

wenigen Regionen in ihrer ganzen Größe erforschen ließ, vollständig zu erfassen. Inzwischen sind neben dem CO-Molekül, das allgemein als Indikator für den im Radiobereich nicht direkt beobachtbaren molekularen Wasserstoff verwendet wird, eine Vielzahl weiterer Moleküle im interstellaren Raum nachgewiesen worden. Es gilt heute als sicher, daß die so beobachtbaren Molekülwolken eng mit der Neuentstehung von Sternen verknüpft sind.

Einen ähnlichen Entwicklungsschub, wie das Aufkommen der Radioastronomie brachte die astronomische Nutzbarmachung der Weltraumfahrt. Mit ihr steht der Wissenschaft praktisch das gesamte elektromagnetische Spektrum, von der langwelligsten Radio- bis zur härtesten Ultrastrahlung, zur Erforschung offen. Von dieser Möglichkeit wurde gerade in den letzten Jahren, z.B. in Form des Infrarotsatelliten IRAS, des UV-Teleskopes IUE, des Röntgensatelliten EXOSAT und des COS-B - Gammaexperimentes, reger Gebrauch gemacht.

In der hier vorliegenden Dissertation werden im ersten Teil die Ergebnisse der modernen Gammastronomie mit den prinzipiell bereits von Anbeginn der Erforschung des ISM möglichen, tatsächlich jedoch erst in jüngster Zeit vollendeten (Lynds, 1962; Feitzinger & Stüwe, 1984, 1986a) Dunkelwolkenbeobachtungen kombiniert. So wird ein die ganze Milchstraße umspannendes Bild von der Verteilung der interstellaren Materie in der näheren Sonnenumgebung und ihrem Anteil am gesamten ISM der Galaxis gewonnen. Da jedoch weder die Gammastrahlung, noch die Extinktionsverteilung unmittelbar Aufschluß über die Entfernung der Dunkelwolken gibt, werden im zweiten Teil ebenfalls bereits sehr früh bekannte Methoden der Dunkelwolkenanalyse mit Hilfe moderner computer-

gesteuerter Bildverarbeitung neu aufgearbeitet. Mit modernen Modellvorstellungen von unserer Galaxis kombiniert wird daraus ein Entfernungsbestimmungs- und Absorptionskartierungsverfahren entwickelt, das es gestattet, auf relativ bequeme Weise Aufschlüsse über die Physik der Dunkelwolken zu erhalten.

I. Gammastrahlung aus Dunkelwolken

Der Großteil der beobachtbaren Gammastrahlung stammt von Wechselwirkungsprozessen der kosmischen Ultrastrahlung mit dem interstellaren Medium (ISM) (Bignami & Fichtel, 1974; Schlickeiser, 1981; Riley et. al., 1984). Wegen der geringen Skalenhöhe des ISM und des hohen Durchdringungsvermögens der Gammastrahlung tragen Gammaphotonen aus entfernten Teilen der Galaxis nur nahe dem galaktischen Äquator signifikant zur beobachteten Gammaintensität bei. Deshalb sind lokale Indikatoren des ISM für weite Himmelsareale zur Ermittlung von Gammaproduktionsraten sehr gut geeignet; umgekehrt kann, falls die Gammaproduktionsraten bekannt sind, die Gasmasse bestimmt werden. Die sichtbaren Dunkelwolken der Milchstraße stellen solche lokalen Indikatoren dar (Feitzinger & Stüwe, 1986b). Deshalb wurde ein Dunkelwolkenkatalog des Südhimmels erstellt, der so ausgelegt ist, daß er dem Dunkelwolkenkatalog der nördlichen Milchstraße (Lynds, 1962) entspricht, um eine homogene Überdeckung der Dunkelwolken des gesamten Milchstraßenbandes zu erhalten (Feitzinger & Stüwe, 1984, 1986a). Mit Hilfe einer Korrelation zwischen der interstellaren Extinktion in Größenklassen und der totalen Wasserstoffsäulendichte werden in dieser Arbeit zu erwartende Gammaintensitäten berechnet und mit den vom COS-B Satelliten gemessenen verglichen. Es wird diskutiert, wie groß der Anteil der beobachteten Gammastrahlung ist, der durch Wechselwirkung der kosmischen Strahlung (c.r.) mit der als Dunkelwolken sichtbaren interstellaren Materie ist. Durch diesen Vergleich lassen sich Angaben sowohl über mittlere als auch über maximale Entfernungen der Dunkelwolken, und damit der in ihnen erzeugten Gammastrahlung, machen.

Ebenso werden die mittlere Dichte der interstellaren Materie sowie Produktionsraten der Gammaphotonen ermittelt. Eine ähnliche Untersuchung wurde bereits von Strong et. al. (1983) sowie Paul & Lebrun (1983) angestellt. Diese Autoren verglichen die Gammaintensität mit der aus Galaxienzählungen gewonnenen Absorption. Das direkte Verfahren der Kartographierung (siehe II) von Dunkelwolken über die Extinktion ist dem Verfahren der Galaxienzählungen überlegen. Lebrun et. al. (1983) wiesen nach, daß die über CO- sowie HI-Messungen bekannte interstellare Gasverteilung die beobachtete Verteilung der Gammastrahlung vollständig erklären kann. In Kapitel 1 dieses Teiles der Arbeit findet sich eine Beschreibung der dieser Untersuchung zu Grunde liegenden Daten. Kapitel 2 enthält einen Vergleich der Gamma- mit den Dunkelwolkenkarten und der Diskussion der Korrelation zwischen lokaler interstellarer Materie und der beobachteten Gammastrahlung. In Kapitel 3 werden die Resultate dieser Untersuchung kritisch diskutiert.



1. Die Datenbasis

Die hier vorliegende Arbeit stützt sich im wesentlichen auf drei Datensätze : Die Magnetbandversion der "COS-B Final Data Base", wie sie von der CARAVANE COLLABORATION herausgegeben wird. Ferner wurde der "Catalogue of Dark Nebulae" von B.T. Lynds (1962), der beim "Centre de Donees Stellaires" in Straßburg erhältlich ist, sowie der "Catalogue of Dark Nebulae and Globules for Galactic Longitudes 240 to 360 Degrees" von Feitzinger & Stüwe (im folgenden : FeSt; 1984, 1986a) verwendet. Der Lynds-Katalog erfaßt zusammen mit dem ergänzenden Katalog von Feitzinger & Stüwe die Dunkelwolkenverteilung der gesamten Milchstraße (FeSt, 1986b).

Die "COS-B Final Data Base" besteht aus mehreren Karten, die kombiniert erst die Intensitätskarten der beobachteten Gammastrahlung ergeben. Die Intensitätskarten wurden dann nach einem von Mayer-Hasselwander et. al. (1982) beschriebenen Verfahren geglättet. Dabei wurde um jedes Bildelement (picture element = pixel) in einer Untermatrix variabler Größe (Tab. 1) ein zweidimensionales Polynom 3. Ordnung angepaßt, dessen Ursprungswert dann den neuen Wert des Bildelementes angab. In einem letzten Reduktionsschritt wurde dann noch ein Hintergrundwert (Bloemen, 1985) subtrahiert (Tab. 1).

Tabelle 1

Energiebereich			Untermatrix	Hintergrund
(MeV)			(pixel à $\emptyset^{0.25}$)	-5 Photonen (10 $\frac{\text{cm}^{-2} \text{ s sr}}{\text{cm}^{-2} \text{ s sr}}$)
70	...	150	13 * 13	4.7
150	...	300	11 * 11	2.0
300	...	5000	9 * 9	2.4

Die Dunkelwolkenkarten mußten in eine den Gammabeobachtungen vergleichbare Form gebracht werden. In einem ersten Schritt wurde hierzu die FeSt-Dunkelwolkenkarte ($\emptyset.01$ Quadratgrad je Pixel) auf die Rasterung der COS-B - Daten ($\emptyset.25$ Quadratgrad je Pixel) gebracht. Für die Lynds'schen Wolken lagen jedoch keine digitalen Daten über deren Form vor. Deshalb wurde um die im Katalog aufgelistete Wolkenposition ein Kreis mit dem Radius r, der aus der angegebenen Wolkenfläche berechnet wurde, gezogen :

$$\frac{r}{\text{Grad}} = \sqrt{\frac{\text{Fläche/Quadratgrad}}{\pi}} \quad (1)$$

Alle Pixel innerhalb dieses Kreises wurden mit dem Wert der Opazität, wie sie im Lynds-Katalog für jede Wolke angegeben ist, belegt. Im Falle einer Mehrfachbelegung eines Bildelementes wurde der höchste der zugewiesenen Werte beibehalten.

Die nun durch Kombination dieser Lynds-Karte mit der FeSt-Karte gewonnene Dunkelwolkenkarte (LFS) gibt die Dunkelwolkenverteilung im gesamten sichtbaren Milchstraßenband wieder (FeSt, 1986c). Im Lynds'schen Datensatz sind die Formen der Dunkel-

wolken nicht exakt erfaßt, aber dieser Nachteil ist nicht wesentlich (mit Ausnahme einiger kleiner isoliert stehender Wolken), da nun die gesamte Karte mit der instrumentellen Verbreiterungsfunktion (point spread function = PSF, s. Gl. 2 & Tab. 2) des COS-B Satelliten gefaltet wurde.

$$\text{PSF}(\theta) = \frac{k}{\pi \theta_0^2 \Gamma(k^{-1})} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\theta_0^2}\right) \quad (2)$$

θ_0 : Winkelabweichung vom Sehstrahl zum Objekt
 Γ : Die Gammafunktion

Dadurch werden ohnehin alle Details verschmiert. Die Parameter der Instrumentenauflösung sind der Doktorarbeit von Hermesen (1980) entnommen und in Tabelle 2 aufgeführt.

Tabelle 2

Energiebereich	θ_0	k
70 MeV ... 150 MeV	3°95	0.80
150 MeV ... 300 MeV	2°51	0.67
300 MeV ... 5 GeV	0°92	0.48

Dieses Verfahren bringt die Dunkelwolkendaten in eine den COS-B - Karten vergleichbare Form, wobei alle Details der Dunkelwolkenstrukturen extrem verschmiert werden. Jeder der drei Energiebereiche, für den die Gammaintensitäten gemessen wurden, weist eine andere Punktbildfunktion auf, so daß nach der Faltung drei Dunkelwolkendaten mit Auflösungen, die jeweils den Gammakarten entsprechen, entstanden sind.

Die Opazitätswerte (opacity classes = OC) der verschmierten

Dunkelwolkenverteilung wurden anschließend unter Verwendung der von Feitzinger & Stüwe (1986b) ermittelten Relation in Größenklassen visueller Absorption (A_V) transformiert :

$$\frac{A_V}{\text{mag}} = 0.724 * OC + 0.5 \quad (3)$$

Daraus können dann wiederum Säulendichten des interstellaren (atomaren und molekularen) Wasserstoffs gewonnen werden, indem man die von Bohlin et. al. (1978) gewonnene Beziehung (unter Verwendung des Standardwertes $A_V/E(B-V) = 3.1$) benutzt

$$\frac{N_H}{\text{cm}^{-2}} = 1.9 * 10^{21} \frac{A_V}{\text{mag}} \quad (4)$$

Daraus lassen sich schließlich zu erwartende Gammaintensitäten (I_{LFS}) gewinnen

$$I_{LFS} = \frac{q}{4\pi} \frac{N}{H} \quad (5)$$

Dabei ist $q/4\pi$ die lokale Gammaemissivität, wie sie von Bloemen (1985) ermittelt wurde (Tabelle 3).

Die Dunkelwolkenkarten geben die Verteilung des ISM in der Sonnenumgebung wieder (FeSt, 1986b), wobei die Entfernung maximal 2 kpc und im Mittel etwa 530 pc (s.u.) beträgt. Indem die Emissivitätswerte von Bloemen (Tab. 3) verwendet werden, erhält man daraus denjenigen Teil der Gammastrahlung, der durch Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der lokalen interstellaren Materie entstanden ist.

Tabelle 3

Energiebereich	$q/4\pi$	
70 MeV ... 150 MeV	0.95	
150 MeV ... 300 MeV	0.74	10^{-26} Photonen
300 MeV ... 5 GeV	0.72	<u>H-Atom s sr</u>



Abbildung 1a) Gamma-Intensitätskarten (70 MeV ... 150 MeV)

Isophotonen : COS-B (oben) 30, 50, 70, 100, 200, 300, 400
 10^{-6} Photonen/($\text{cm}^2 \text{ s sr}$)

LPS (unten) 20, 30, 50, 70 $\cdot 10^{-6}$ Photonen/($\text{cm}^2 \text{ s sr}$)

x-Achse : galaktische Länge in Grad

y-Achse : galaktische Breite in Grad

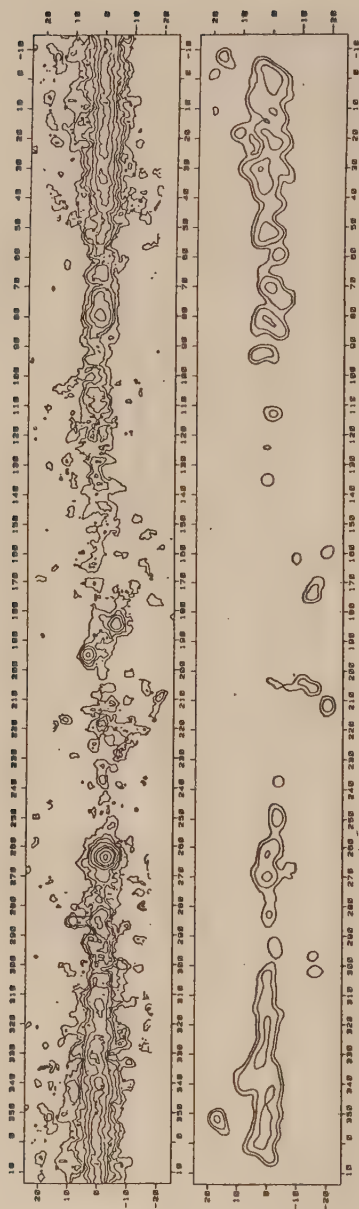


Abbildung 1b) Gamma-Intensitätskarte (150 MeV ... 300 MeV)

Isophotonen : COS-B (oben) 30, 50, 70, 100, 200, 300, 400,
 10^{-6} Photonen/($\text{cm}^2 \text{ s sr}$)

LFS (unten) 30, 50, 70 * 10^{-6} Photonen/($\text{cm}^2 \text{ s sr}$)

x-Achse : galaktische Länge in Grad

y-Achse : galaktische Breite in Grad

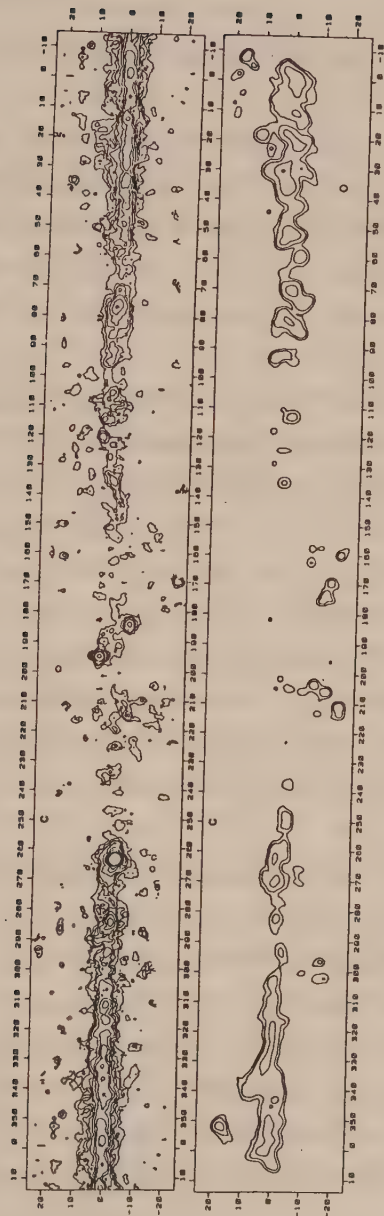


Abbildung 1c) Gamma-Intensitätskarte (300 MeV ... 5 GeV)

Isophoten : COS-B (oben) 30, 50, 70, 100, 200, 300, 400
 10^{-6} Photonen/(cm^2 s sr)

LFS (unten) 30, 50, 70 $\cdot 10^{-6}$ Photonen/(cm^2 s sr)

x-Achse : galaktische Länge in Grad

y-Achse : galaktische Breite in Grad

2. Vergleich der Dunkelwolken- mit der Gammaverteilung

2.1. Die beobachtete und die errechnete Gammastrahlung

Der Mangel an detailliertem Wissen über die genaue Form der Dunkelwolken im Lynds'schen Teil der Himmelskarte hat keinen wesentlichen Einfluß auf die hieraus abgeleitete Gammaverteilung. Das ist aus einem Vergleich der Konturkarten der berechneten Gammaintensitäten (Abb. 1) mit den Originalkarten von Lynds (1962) ersichtlich.

Diffuse galaktische Gammastrahlung mit Energien $E_\gamma > 50$ MeV rührt vornehmlich von Wechselwirkungsreaktionen der kosmischen Strahlung mit dem ISM her (Bignami & Fichtel, 1974; Schlickeiser, 1981; Lebrun et. al., 1983). Aus diesem Grunde ist sie ein guter Indikator, sowohl für die lokale als auch für die interstellare Materie in größeren Abständen. Natürlich ist bei solchen Überlegungen zu berücksichtigen, daß ein Teil der Strahlung auch von Punktquellen stammt. Da jedoch Pollock et. al. (1985) gezeigt haben, daß einige der COS-B Punktquellen auf CO-Konzentrationen zurückzuführen sind, wurden diese nicht aus der Analyse ausgeklammert.

In Abbildung 1 sind die Gamma-Himmelskarten des COS-B Satelliten im Vergleich mit den Gammaintensitäten, die aus der Dunkelwolkenverteilung abgeleitet wurden, dargestellt. Die Unterschiede zwischen den Karten für die verschiedenen Energiebereiche sind im wesentlichen auf das unterschiedliche Auflösungsvermögen des COS-B - Experimentes zurückzuführen. Es lassen sich jedoch auch Unterschiede erkennen, die auf Grund der Zählratenstatistik zustande kommen. Deshalb sind die schwachen Strukturen, speziell

an den Rändern der Karten, nicht signifikant.

Da die Intensitäten der Karten Integrationen entlang der Sichtlinie darstellen, können für Gebiete, in denen die Reichweite der beiden Untersuchungen auf Grund der Gestalt unserer Galaxis und des Standpunktes des Beobachters gleich ist, direkte Vergleiche zwischen den COS-B - und den LFS-Karten angestellt werden. Diese Bedingung der gleichen Reichweite ist für mittlere und hohe galaktische Breiten ($|b| > 70^\circ$) erfüllt, weil das ISM auf eine relativ dünne Schicht ($2 z_{1/2} = 120$ pc; $z_{1/2}$ ist der Abstand von der galaktischen Ebene, bei dem die Dichte auf die Hälfte des Wertes in der Ebene gefallen ist) beschränkt ist. Wie man den Abbildungen 1 entnehmen kann, sind die Isophoten dieses Breitenbereiches für die COS-B - Messungen und die LFS-Daten nahezu gleich. Den selben Effekt verdeutlicht Abbildung 2. Hier sind drei Beispiele für Breitenprofile gezeigt. Für zwei dieser Beispiele ist der Längenbereich, über den gemittelt wurde, der gleiche, wie der von Bloemen et. al. (1986) untersuchte. Die Breitenprofile der Gammaintensitäten beider Untersuchungen konvergieren in der Regel beim Fortschreiten in Richtung höherer Breiten. Besonders in Gebieten, in denen wohlbekannte Dunkelwolkenkomplexe bei hohen galaktischen Breiten liegen (Ophiuchus, Chamaeleon, Taurus & Orion) kann die gemessene Gammaintensität vollständig als durch Wechselwirkung der kosmischen Strahlung (c.r.) mit dem interstellaren Medium (ISM) entstanden erklärt werden. Hierbei sind natürlich Punktquellen zu berücksichtigen, da diese die Korrelation stören. Das gilt speziell für die bekannten starken Quellen des Crab- und des Vela-Pulsars, sowie der Geminga-Quelle (Swanenburg et. al., 1981). Die Breitenprofile zeigen für $|b| > 60.5^\circ$ den gleichen Verlauf.

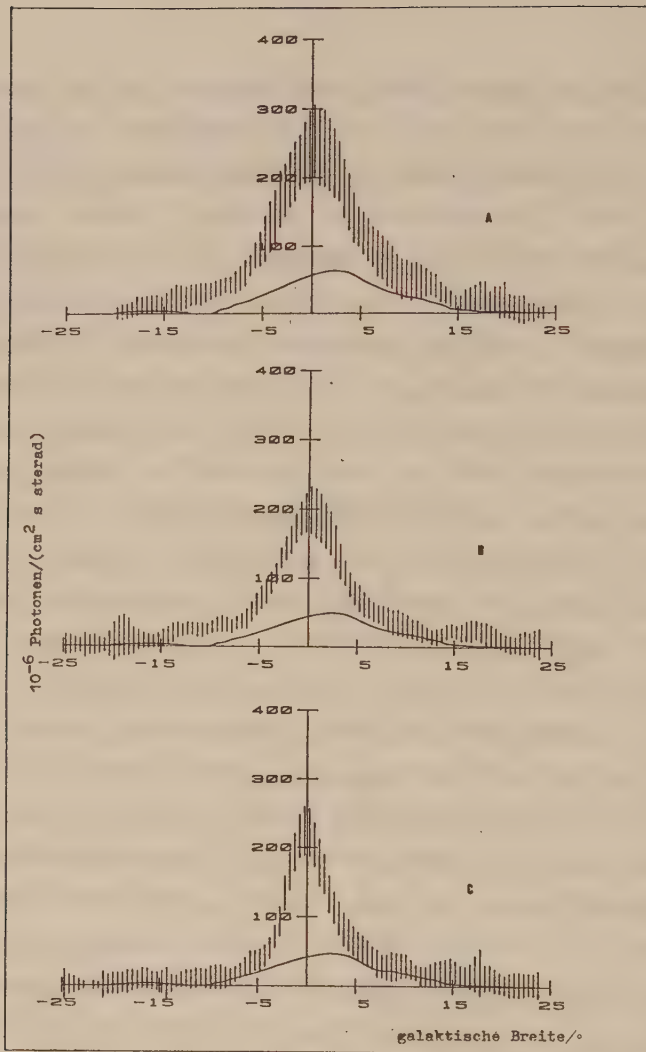


Abbildung 2 : Breitenschnitte der galaktischen Gammaemission

Linie : Dunkelwolken (LFS-Daten)

Fehlerbalken : COS-B Messungen (Fehler aus Mittelung über
angegebenen Längenbereich)

A : 70 MeV ... 150 MeV

B : 150 MeV ... 300 MeV

C : 300 MeV ... 5000 MeV

Abb. 2.1 : Ophiuchus (15° ... 45° gal. Länge)

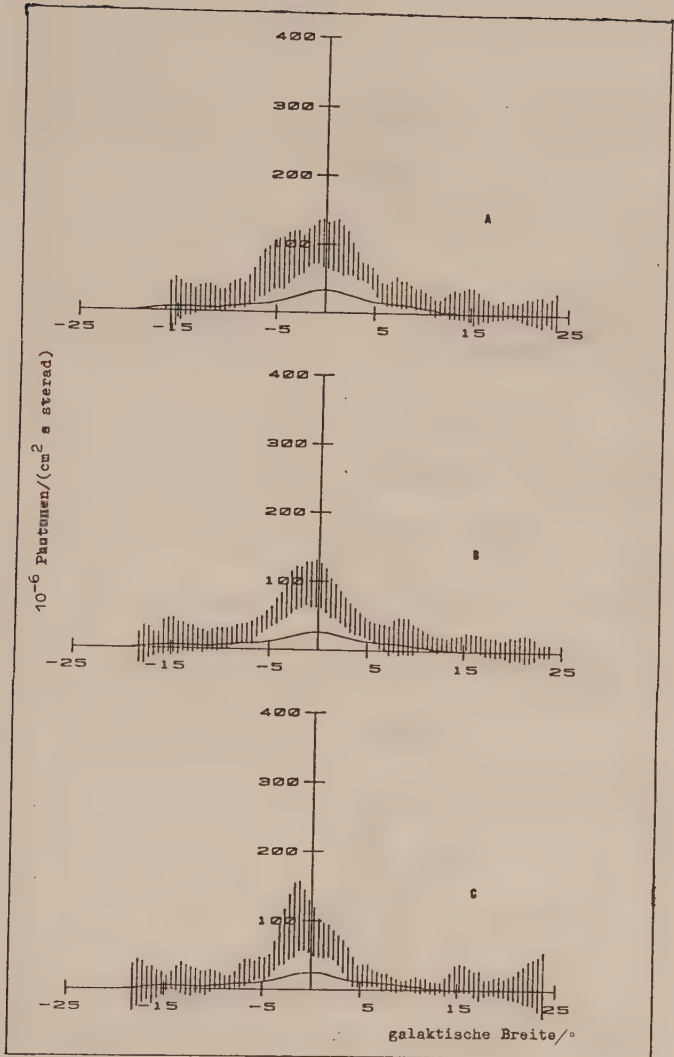


Abb. 2.2 : Carina (270° ... 300° gal. Länge)

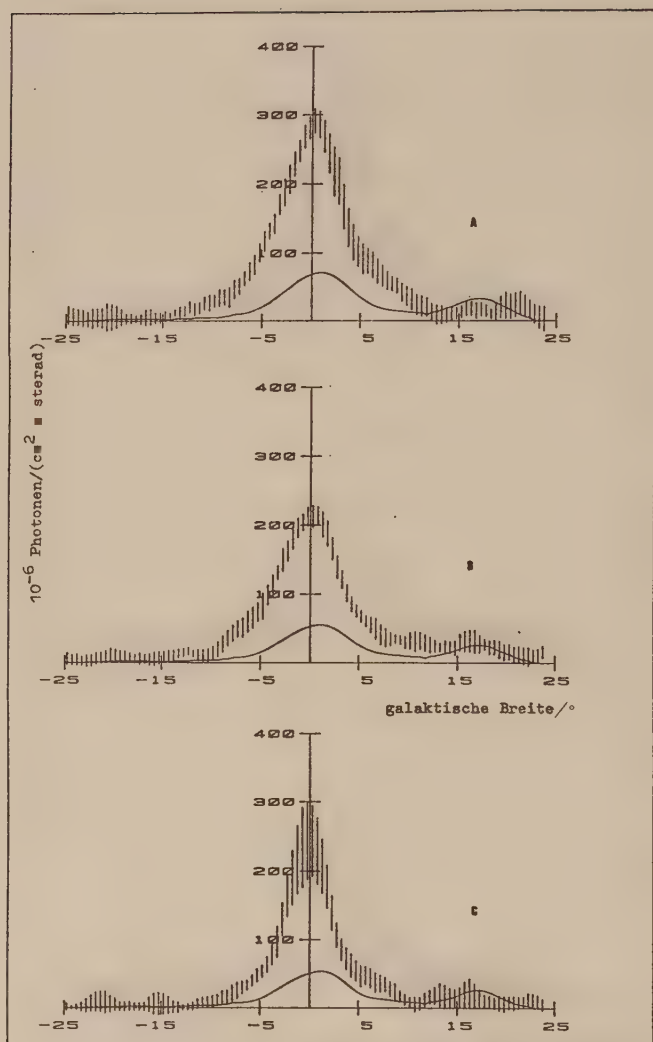


Abb. 2.3 : Scorpion ($345^{\circ} \dots 360^{\circ}$ gal. Länge)

Zusammen mit der Schichtdicke des ISM von $z_{1/2} = 60$ pc weist das auf eine mittlere Entfernung der in den Dunkelwolkenkatalogen aufgelisteten Objekte von $\langle r_{LFS} \rangle = 530$ pc hin. Bloemen et. al. (1986) haben HI- und CO-Radiomessungen verwendet, um Gammaemissivitäten (Tab. 3) und Hintergrundwerte (Tab. 1) zu bestimmen. Da diese Radiodaten bislang bevorzugt entlang der galaktischen Ebene gemessen wurden, überdecken deren Anpassungen nur einen Breitenbereich von $|b| < 10^\circ$. Mit den aus optischen Beobachtungen gewonnenen Dunkelwolkendaten können nun die in der galaktischen Ebene abgeleiteten Gammaemissivitätswerte der Tabelle 3 bis zu Breiten von $b < 25^\circ$ verifiziert werden. Die internen Fehler ($13\% < \sigma < 24\%$) der hier verwendeten Methode lassen jedoch auch die Aussage zu, daß die beobachteten Daten mit den von Riley et. al. (1984) angegebenen Werten vereinbar sind, zumal diese innerhalb der angegebenen Fehler mit den von Bloemen (1986) bestimmten Emissivitäten übereinstimmen.

Sowohl in den COS-B - als auch den LFS-Karten ist darüberhinaus auch die von Schlosser & Feitzinger (1983) gefundene lokale Schindelstruktur im Längenbereich $100^\circ < l < 200^\circ$ nachzuweisen. Die Neigung der Schwerpunktslinie dieser Struktur beträgt etwa 10° über einen Längenbereich von $\Delta l = 100^\circ$. Im gleichen Gebiet deuten Weitwinkelaufnahmen der Milchstraße auf ein filamentartiges Dunkelwolkenystem (Schlosser & Görndt, 1984), was durch eine Erhöhung des Gammastrahlungshintergrundes und die ausgeprägten "Flügel" in der Breitenverteilung bestätigt wird. Außerdem deutet die Analyse der interstellaren Extinktion mit Hilfe von Galaxienzählungen (Lebrun & Paul, 1983) in die gleiche Richtung. Dagegen ist eine sinusförmige Anpassung an die lokale z -Struktur, wie sie von Dolidze (1980) und Bignami (1981)

vorgeschlagen wurde, nach den hier vorliegenden Daten nicht möglich. Keine der Gammastrukturen folgt einer solchen Anordnung.

2.2. Die lokale Gammastrahlung

In der Nähe der galaktischen Ebene erreicht uns Gammastrahlung aus der gesamten Galaxis (Cesarsky & Völk, 1978), wohingegen Dunkelwolken lokale Strukturen darstellen. Deshalb zeigen die aus den Dunkelwolkendaten berechneten Intensitäten für $|b| \leq 6^\circ$ nur eine geringe Korrelation mit den COS-B - Daten. In der Ebene selbst ($|b| \leq 0.5^\circ$) kommen Abweichungen bis zum Fünffachen der berechneten Werte vor. Hier spiegeln die Intensitäten der LFS-Karten lediglich den in der Sonnenumgebung entstehenden Anteil der Gammastrahlung wider.

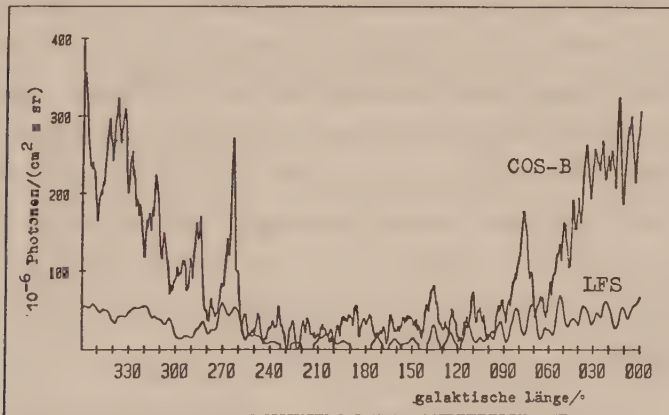


Abb. 3 : Längenschnitt der galaktischen Gammaemission
für 300 MeV ... 5 GeV und $|b| \leq 0.5^\circ$

Somit kann die lokale Strahlungskomponente von der Gesamtstrahlung getrennt werden. Das wurde für Längenprofile in der galaktischen Ebene ($|b| \leq 0.5^\circ$) durchgeführt. Ein Beispiel zeigt die Abbildung 3. Für den Energiebereich von 300 MeV bis 5 GeV ist hier ein Längsschnitt der unverschmierten COS-B - Karte,

zusammen mit den analogen Kurven der LFS-Daten, dargestellt. Punktquellen erzeugen Variationen in diesen Verteilungen auf kleinen Skalen. Um deren Einfluß zu unterdrücken, wurden die Längenschnitte mit einem Niederfrequenz-Fourier-Filter 6. Ordnung behandelt. Das Resultat ist in Abbildung 4 dargestellt. Die Intensitätsmodulationen auf Grund der Dunkelwolkenverteilung sind ebenso in den COS-B - Beobachtungen enthalten. Die geringe Winkelauflösung des COS-B Satelliten bewirkt, daß entfernte Strukturen ($r > 3$ kpc) nicht mehr aufgelöst werden. Das Fourier-Filter unterdrückt alle Strukturen auf kleinen Skalen ($\Delta l < 60^\circ$), und deshalb ist an den Diagrammen deutlich zu sehen, daß nahezu alle großskaligen Modulationen in den COS-B - Messungen lokalen Ursprungs sind. So erscheinen die "Buckel" bei $l = 20^\circ$, 80° , 140° , 200° , 265° und 332° ebenso in den LFS-Daten. Der lokale Ursprung dieser Intensitätsbuckel wird durch deren Identifikation mit nahen Dunkelwolkenkomplexen (Tab. 4), wie sie von Neckel & Klare (N&K) gefunden wurden, bestätigt. Die Maxima bei $l = 20^\circ$, 80° und 332° Grad befinden sich an den gleichen Stellen, wie die CO-Maxima in den Daten von Dame & Thaddeus (1985) sowie Riley et. al. (1984).

Tabelle 4

Gebiet	N&K Wolke	l	r/kpc
Aquila	A	20°	0.5
Cygnus	A	80°	0.6
Cassiopeia	B	140°	0.5
Orion	D	200°	0.9
Vela	F	270°	1.0
Norma	G	330°	1.0

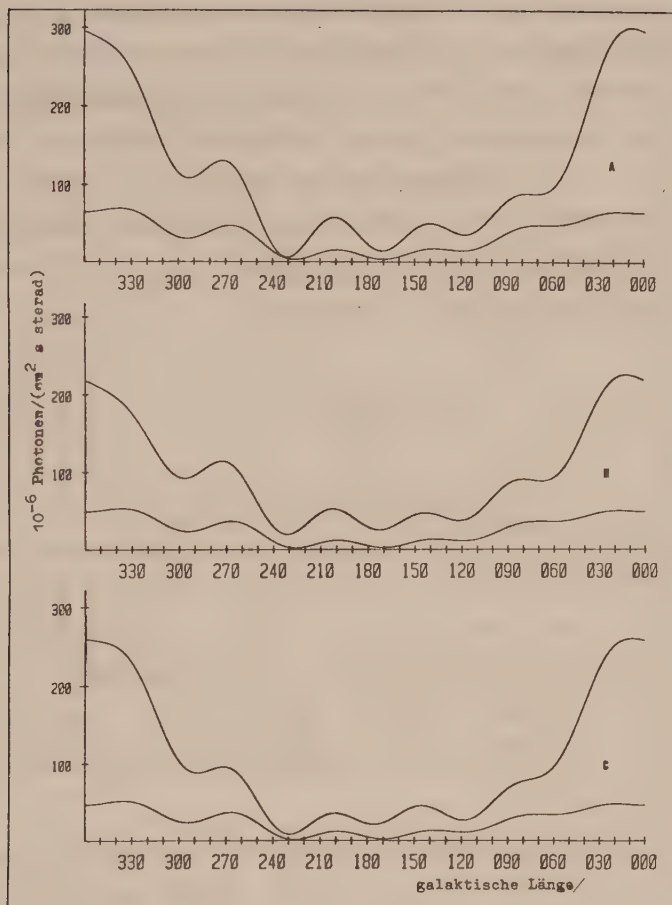


Abb. 4 : Längenschnitt der galaktischen Gamma-emission gemittelt über $|b| \leq 0.5$ und nach Fourierfilterung (s. Text)

A, B und C wie Abb. 2

obere Kurve : COS-B
untere Kurve : LFS

Der globale Verlauf der Längenschnitte kann als ein ähnlicher Sichtlinieneffekt verstanden werden wie bei den Breitenprofilen. Die Hauptmasse des ISM liegt innerhalb der Sonnenbahn in Richtung auf das galaktische Zentrum, daher wird derjenige Anteil, der sich lokal als Dunkelwoken bemerkbar macht, wachsen, wenn man sich in galaktischer Länge vom Zentrum entfernt. Genau das ist in den Abbildungen 4 & 5 zu sehen. Während bei $l = 0^\circ$ das Verhältnis zwischen LFS- und COS-B - Intensität

$$Q = \frac{I_{\text{LFS}}}{I_{\text{COS-B}}} \quad (6)$$

etwa bei $Q = 0.2$ liegt, wächst es mit zunehmendem Abstand vom galaktischen Zentrum bis auf einen Wert von $Q = 0.45$. Die Unterschiede in den Q -Werten für die drei Energiebereiche sind auf mehrere unterschiedliche Effekte, wie Verschmierung auf Grund der instrumentelle Verbreiterung, Spektralverlauf der Punktquellen etc. zurückzuführen und können nicht einfach getrennt und eliminiert werden.

Das heute allgemein akzeptierte Bild der Spiralstruktur unserer Milchstraße findet in der Dunkelwolkenverteilung kaum Niederschlag (FeSt, 1986b). Der $Q(l)$ -Verlauf gibt eher die Verteilung individueller Dunkelwolken als den Verlauf der lokalen Spiralarme wieder. Die scharfen Minima in den $Q(l)$ -Diagrammen bei $l = 170^\circ$ sowie $l = 230^\circ$ sind als zwei "Fenster" extrem niedriger Dichte der absorbierenden Materie in Antizentrumsrichtung zu deuten. Die Behauptung von Mayer-Hasselwander et. al. (1983), daß die gemessene Gammaverteilung keinen Zusammenhang mit der Spiralstruktur unserer Milchstraße zeigt, wird also

durch diese Untersuchung bestätigt. Lediglich lokale Phänomene, sowie die globale Geometrie unserer Galaxis (s. Abschnitt 2.5) schlagen sich in den Daten nieder.

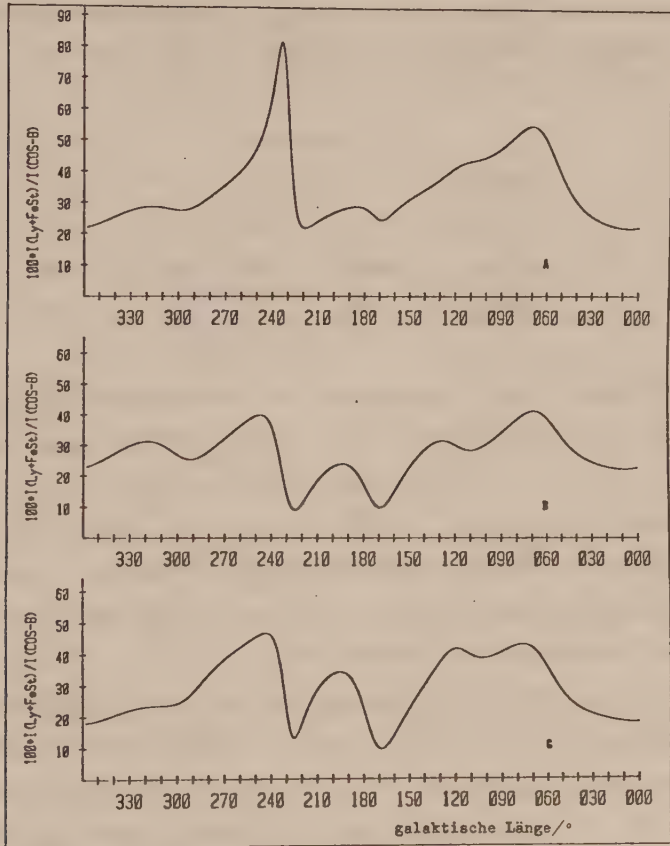


Abb. 5 : Prozentsatz der in Sonnenumgebung erzeugten Gammastrahlung

A, B und C wie Abb. 2

2.3. Einzelne Dunkelwolkenkomplexe

Um Aufschlüsse über die Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit dem interstellaren Medium zu erhalten, wurden drei Dunkelwolkenkomplexe genauer untersucht. Damit die COS-B - und LFS-Daten vergleichbar sind (Kap. 2.1), wurden Gebiete ausgewählt, die außerhalb der galaktischen Ebene liegen (Tab. 5).

Tabelle 5

Gebiet	l		b	
Scorpius	345°	... 360°	10°	... 25°
Orion	200°	... 220°	-25°	... -15°
Ophiuchus	0°	... 25°	5°	... 25°

Abbildung 6 zeigt Konturkarten der betreffenden Regionen. Der Vergleich zwischen den COS-B - und den LFS-Karten zeigt, daß tatsächlich Übereinstimmungen vorhanden sind. Es ist aber auch aufschlußreich die COS-B - Karten der verschiedenen Energiebereiche für eine einzelne Region zu betrachten, um eine Vorstellung von der räumlichen Auflösung sowie der Signifikanz und Positionsgenauigkeit einiger Strukturen in den Karten zu bekommen. Wenn nämlich die Annahme der Wechselwirkung der kosmischen Strahlung (c.r.) mit der interstellaren Materie (ISM) als der wesentlichen Ursache der hier beobachteten Gammastrahlung richtig ist, dann sollten die Karten aller Gamma-Energiebereiche für ein beliebiges Gebiet sehr ähnlich aussehen. Aus den Karten ist jedoch unmittelbar ersichtlich, daß z. B. die Maximalwerte der Emission in den verschiedenen Energiebereichen zum Teil um einige Grad auseinander liegen.

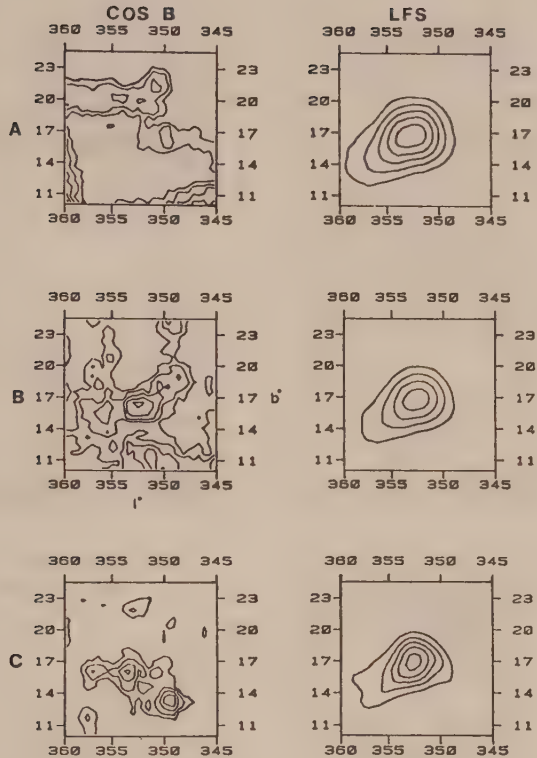


Abbildung 6 : Individuelle Dunkelwolkenkomplexe

Isophoten : 20, 30, 40, ... , $90 \cdot 10^{-6}$

Photonen/($\text{cm}^2 \text{ s sr}$)

A, B und C wie Abb. 2

Abb. 6.1 : Scorpius

gal. L. : $345^\circ \dots 360^\circ$

gal. B. : $10^\circ \dots 25^\circ$

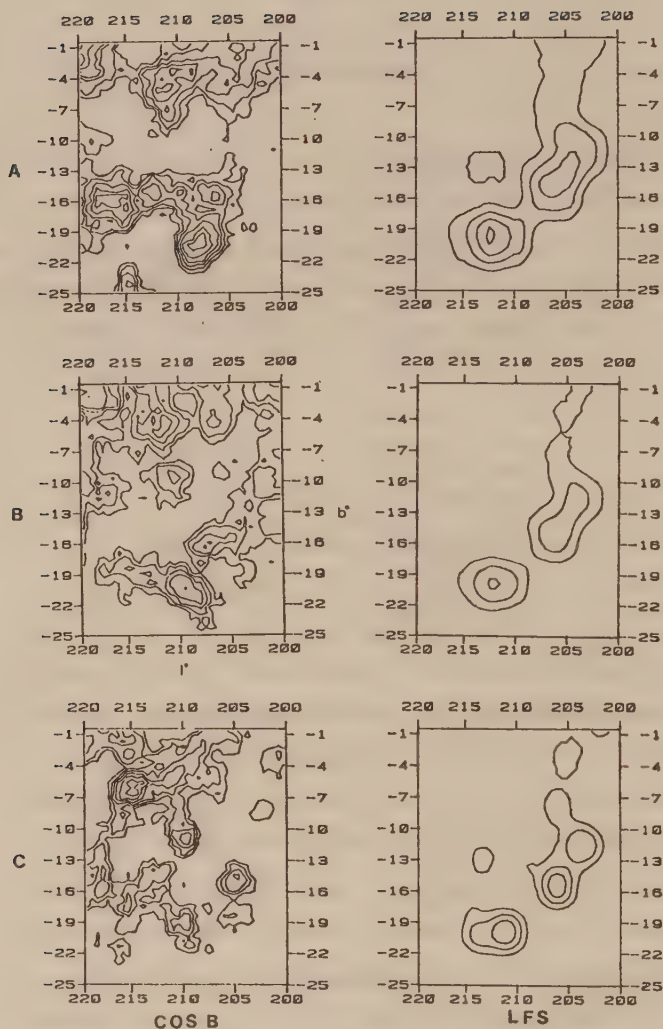


Abb. 6.2 : Orion

gal. L. : $200^{\circ} \dots 220^{\circ}$

gal. B. : $-25^{\circ} \dots -15^{\circ}$

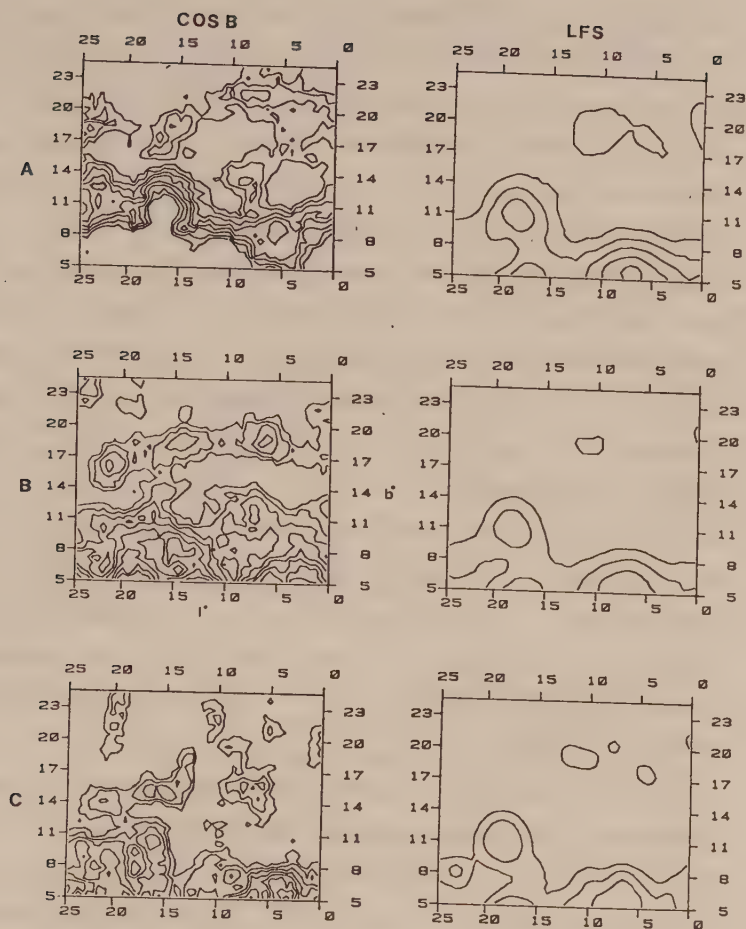


Abb. 6.3 : Ophiuchus

gal. L. : 0° ... 25°

gal. B. : 5° ... 25°

Das spiegelt die schlechte Auflösung, die "vorsichtige" Glättung der Daten (Kap. 1) sowie die statistischen Schwankungen auf Grund der geringen Zählraten wider. Wie auch von Simpson & Mayer-Haselwander (1986) beschrieben, können selbst relativ deutliche Strukturen eventuell nicht signifikant sein. Die LFS-Karten geben die Situation realistischer wieder, da sie mit der tatsächlichen Instrumentenfunktion des COS-B Satelliten gefaltet wurden. Wenn man das alles berücksichtigt, ist die in Abbildung 7 gezeigte Korrelation zwischen COS-B - und LFS-Daten zufriedenstellend. Das ist ein weiterer Hinweis auf die Richtigkeit der Transformationsbeziehungen zwischen Opazitäts- und Intensitätskarten (Gleichungen (3) bis (5)). Speziell die verwendeten Emissivitätswerte der Tabelle 3 sowie die abgezogenen Werte für den isotropen Hintergrund sind in Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Die Gammastrahlung der ρ -Ophiuchus-Dunkelwolke (Scorpius-Region, Abb. 6.1) läßt sich ohne die Annahme einer zusätzlichen Gammaquelle, wie z. B. von Morfill et. al. (1981) gefordert, erklären.

Bloemen et. al. (1984) und Houston & Wolfendale (1985) diskutieren die Gammaemissivität der Orion-Wolke und versuchen hier einen Wert für den Umwandlungsfaktor α zu ermitteln, der das Verhältnis zwischen der Säulendichte des molekularen Wasserstoffs und der Linienstärke der CO-Emission angibt :

$$N_{H_2} = \alpha \int_{\text{Linie}} T(CO) dv \quad (7)$$

$$\alpha = f \frac{20}{10} \frac{-2}{cm} \frac{-1}{K} \frac{-1}{km} s \quad (8)$$

Das in dieser Arbeit dargelegte Verfahren liefert hierfür einen

Wert von $f = 2.2 \pm 0.5$. Dieser Wert scheint die niedrigen α -Werte von Bhat et. al. (1985) zu bestätigen, ist jedoch mit einer großen Unsicherheit behaftet.

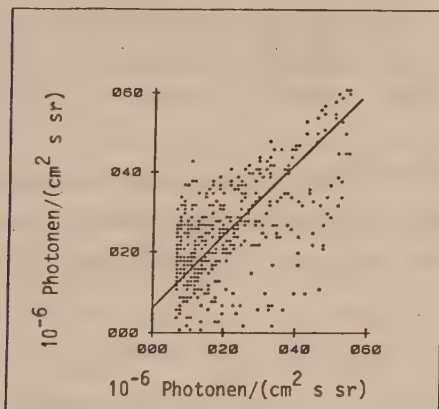


Abbildung 7 : Korrelation zwischen beobachteter COS-B- (Abszisse) und berechneter LFS-(Ordinate) Gammaintensität in der Scorpius-Region (s. Abb. 6.1) für den Energiebereich

150 MeV ... 300 MeV

2.4. Das Entfernungsregime der lokalen Gammaphotonen

In der galaktischen Ebene gehorchen die Entfernung einer Dunkelwolke von der Sonne (s) und ihr Abstand vom galaktischen Zentrum (R) der Beziehung :

$$R = R_{\odot} \sqrt{1 + \left(\frac{s}{R_{\odot}}\right)^2 - 2 \frac{s}{R_{\odot}} \cos l} \quad , \quad (9)$$

wobei $R_{\odot}$ den Abstand der Sonne vom galaktischen Zentrum bedeutet.

Für Entfernungen $s \ll R$ und $s \ll R_{\odot}$, wie bei lokalen Dunkelwolken der Fall, läßt sich diese Gleichung durch eine Taylorentwicklung annähern :

$$R = R_{\odot} - s \cos l \quad (10)$$

Mit der Annahme, daß die Teilchendichte ($n(R)$) des ISM in der Sonnenumgebung durch eine einfache lineare Beziehung angenähert werden kann

$$n(R) = \bar{n} + k R \quad (11)$$

folgt, indem man R aus Gleichung (11) in (10) einsetzt

$$n(s) = n_0 - s k \cos l \quad ; \quad (12)$$

dabei ist $n_0 = \bar{n} + k R_{\odot}$ die lokale Teilchendichte des ISM und k der lokale Gradient dieser Dichte. Unter Verwendung der Definition für die Säulendichte

$$N = \int_0^{\infty} n(s) ds \quad (13)$$

erhält man nach ausführen der Integration

$$N_H(l) = n_0 r_{\max} - \frac{k}{2} r_{\max}^2 \cos l \quad (14)$$

$r_{\max}$ steht für die maximale Länge des Sehstrahls durch das ISM.

Im Rahmen der hier ausgeführten lokalen Näherung sollte der Graph der Säulendichte einem Kosinus-Gesetz folgen. Wegen der festgestellten Proportionalität zwischen Säulendichte und Gammaintensität gilt das ebenso für die berechneten Werte der LFS-Karten. Damit stellt $r_{\max}$ die Tiefe des Entfernungsregimes der lokal entstandenen Gammaphotonen dar.

Wie gut die hier gemachten Annahmen in der Realität erfüllt sind, zeigt Abbildung 8. Abgesehen von den auf Klumpungen des ISM zurückzuführenden kleinskaligen Variationen folgt der Verlauf des Längenschnittes sehr schön einem Kosinus-Gesetz. Durch eine numerische Anpassung an eine Parametrisierung :

$$N_H(l) = a_0 + a_1 \cos l \quad (15)$$

erhält man

$$a_0 = 3.61 \cdot 10^{21} \frac{\text{H-Atome}}{\text{cm}^2} \quad (16a)$$

$$a_1 = 2.99 \cdot 10^{21} \frac{\text{H-Atome}}{\text{cm}^2} \quad (16b)$$

Damit kann man nun die maximale Entfernung ($r_{\max}^{\text{LFS}}$) aus der Dunkelwolken kann damit, ebenso wie den lokale Dichtegradienten des ISM, berechnen. Man erhält

$$r_{\text{max}}^{\text{LFS}} = 1.2 \left(\frac{n_0}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \text{ kpc} \quad \text{sowie} \quad k = -1.4 \left(\frac{n_0}{\text{cm}^{-3}} \right)^2 \frac{\text{cm}^{-3}}{\text{kpc}} \quad (17)$$

Der Wert der Maximalentfernung bestätigt die Gültigkeit der gemachten Annahmen und ist mit der ermittelten mittleren Entfernung verträglich. Das Ergebnis bekräftigt ebenso die in FeSt (1986b) angestellten Berechnungen. Außerdem ist dieser Wert auch in guter Übereinstimmung mit den kinematischen Entfernungen, wie sie von Dame & Thaddeus (1985) für den Bereich $150^\circ < l < 100^\circ$ abgeleitet wurden.

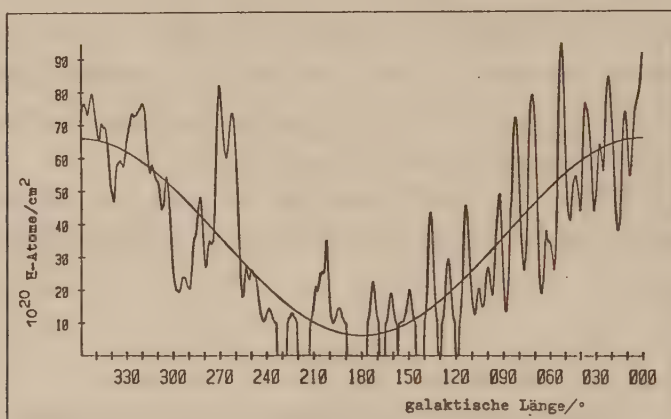


Abb. 8 : Anpassung eines Kosinus an die galaktische Dunkelwolkenverteilung.

Die Opazitäten sind hier in Wasserstoffsäulendichten umgerechnet (s. Text).

2.5. Abschätzung der Größe der gammaemittierenden Scheibe

Im folgenden soll das Verfahren des vorherigen Abschnittes verwendet werden, um den Radius der gammaemittierenden Galaxienscheibe abzuschätzen.

Da uns Gammastrahlung aus allen, auch weit entfernten Teilen unserer Galaxis erreicht, ist in diesem Fall die exakte Beziehung zwischen der Länge der Sichtlinie (s) und dem galaktozentrischen Abstand (R) für eine gegebene galaktische Länge zu verwenden (Gl. (9)). Die maximale Länge ($r_{\max}$) der interstellaren Materie durchsetzenden Sehstrahls ist nun durch die Abmessung (R_G) unserer Galaxis begrenzt :

$$\cos-B \quad r_{\max} = R_{\odot} \left(\cos l + \sqrt{\left(\frac{R_G}{R_{\odot}}\right)^2 - \sin^2 l} \right) \quad (18)$$

Zusammen mit der einfachsten Annahme über die Dichte des ISM in unserer Galaxis, $n(R) = \bar{n} = \text{const.}$, und unter Verwendung der Gleichungen (5) und (13) ergibt sich, daß die zu erwartende Gammaintensität ($I(l)$) als Funktion der galaktischen Länge sich wie folgt verhalten sollte:

$$I(l) = \frac{q}{4\pi} \bar{n} R_{\odot} \left(\cos l + \sqrt{\left(\frac{R_G}{R_{\odot}}\right)^2 - \sin^2 l} \right) \quad (19)$$

Die glatten Kurven in den Abbildungen 9 sind nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermittelte Anpassungen der über den Breitenbereich $|b| < 0.5$ gemittelten Gammastrahlung an Gleichung (19).

chnung (19). Wie aus den Diagrammen ersichtlich, gibt dieses einfache Modell die Beobachtungen erstaunlich gut wieder. Aus den Parametern der Anpassung in Tab. 6 lassen sich Abschätzungen bezüglich der mittleren Teilchendichte sowie des Radius der gammaemittierenden Scheibe gewinnen.

Tabelle 6

$\frac{E}{\text{MeV}}$	$\frac{q/4\pi \bar{n} R_0}{10^{-6} \text{ Photonen}} \cdot 10^{\text{cm}^{-2} \text{ s sr}}$	$\frac{\bar{n}}{\text{cm}^{-3}}$	$\frac{R_G}{R_0}$
70 ... 150	120.9	0.5	1.19
150 ... 300	89.7	0.4	1.35
300 ... 5000	108.1	0.5	1.16

Bei Verwendung der lokalen Emissivitätswerte (Tab. 3) und $R_0 = 10 \text{ kpc}$ ergibt sich für die mittlere Teilchendichte $\bar{n} = (0.5 \pm 0.1) \text{ cm}^{-3}$. Das stellt in Anbetracht der gemachten Annahmen natürlich nur eine grobe Abschätzung dar, liegt aber dennoch nahe dem allgemein angenommenen Wert für die lokale Dichte (Burton, 1976).

Unter Berücksichtigung aller gemachten vereinfachenden Annahmen ergibt sich für den Radius der Scheibe aus gammaemittierender interstellarer Materie

$$R_G = (1.2 \pm 0.1) R_\odot \quad (20)$$

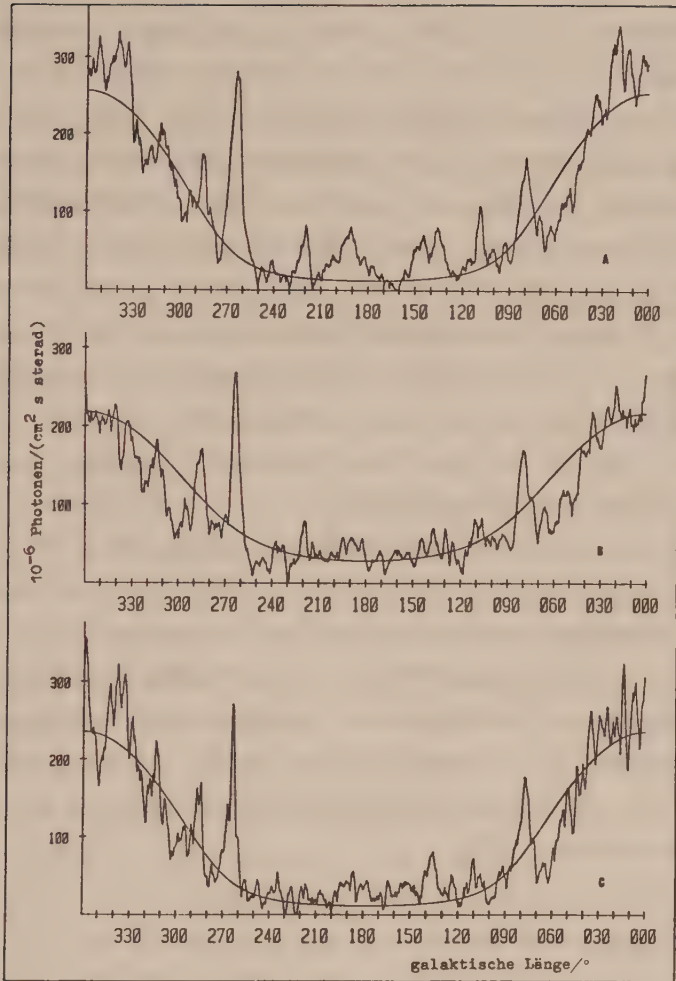


Abbildung 9 : Anpassung der COS-B Messungen an das Modell einer gammaemittierenden Scheibe (s. Text)

A, B und C wie in Abbildung 2

$|b| \leq 0.5^\circ$ gemittelt

Bloemen et. al. (1984) leiten für den zweiten und dritten galaktischen Quadranten her, daß im galaktozentrischen Entfernungintervall $12 \text{ kpc} < R_0 < 17 \text{ kpc}$ ca. 25 % der Gammaemission produziert werden. Das widerspricht dem hier gefundenen Resultat nicht, da sich z. B. unter Annahme einer Dichte, die mit galaktozentrischem Abstand abnimmt, der Wert für den Radius beträchtlich vergrößert (ca. 20 % bis 30 %). Das hier entwickelte einfache zylindersymmetrische Modell gibt die gemessenen Daten in erster Näherung sehr gut wieder. Auch ein Übergang zu Mittelung über einen größeren Breitenbereich (etwa $|b| < 10^\circ$) ändert an den Schlußfolgerungen nichts, wie die Diskussion bei Mayer-Hasselwander et. al. (1983) zeigt. Die Annahme eines signifikanten galaktozentrischen Gradienten der Dichte der kosmischen Strahlung ist demnach nicht notwendig. Ebenso ist jede beliebige großräumige Spiralstruktur in der Lage, die in der Anpassung verwendeten globalen Charakteristika der Intensitätsverteilung in galaktischer Länge zu reproduzieren. Die identifizierten Spiralstrukturen zeigen keine systematische Korrelation mit der beobachteten Gammastrahlung (vergl. Abb. 5 in Mayer-Hasselwander, 1983).

3. Diskussion der Ergebnisse

Ein Vergleich des allgemeinen Aussehens der Dunkelwolkenstrukturen in der Milchstraße mit der vom COS-B Satelliten gemessenen Gammastrahlung zeigt eine enge Korrelation zwischen absorbierender Materie und Gammastrahlung. Das ist auch zu erwarten, da die Strahlung bei Energien $E_\gamma > 50$ MeV hauptsächlich von Wechselwirkung zwischen kosmischer Strahlung und dem ISM (nO-Zerfall, Bremsstrahlung) herrührt.

Diejenigen Gammaphotonen, die im lokalen interstellaren Medium entstehen, erreichen uns aus Entfernungen die unter $r_{\max}^{\text{LFS}} = 2$ kpc liegen, wenn man die mittlere lokale Teilchendichte von $n_0 = 0.6 \text{ cm}^{-3}$ (Burton, 1976) zugrunde legt. Abgesehen von lokalen Fluktuationen, die von diskreten Gammaquellen herrühren, enthalten die COS-B - Daten Variationen auf mittleren Skalen, von denen gezeigt wurde, daß sie die Verteilung lokaler Dunkelwolkenkomplexe widerspiegeln. Allgemein ist die Gammastrahlung lokalen Ursprungs verantwortlich für ca. 20 % bis 45 % der gesamten galaktischen Emission. Es gibt keine Anzeichen für eine Korrelation mit irgendeiner Form von Spiralstruktur.

Mit Ausnahme der bekannten Quellen in Vela, Krebsnebel und von Geminga ist die Annahme eines homogenen Strahlungsstromes der kosmischen Teilchenstrahlung, wenigstens lokal, in befriedigender Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Es sind keine zusätzlichen Gammastrahlungsquellen erforderlich, um die Gammaintensitäten einzelner Dunkelwolkenkomplexe zu erklären.

Das allgemeine Erscheinungsbild des Gammahimmels wird durch die simple Annahme einer homogenen ($\bar{n} = 0.5 \text{ cm}^{-3}$) gammaemittierenden Scheibe mit einem Radius von $R_G = 1.2 R_\odot$ und einer Dicke von $\varnothing$

$2 z_{1/2} = 120$ pc befriedigend erklärt, wenn man eine einheitliche Dichte der kosmischen Teilchenstrahlung annimmt. Angesichts der Einfachheit der Modellannahmen sind die erhaltenen Daten natürlich nur als grobe Schätzwerte anzusehen, sie deuten jedoch auf eine relativ geringe Masse interstellarer Materie hin. Das bestätigt, was schon der abgeleitete α -Konversionsfaktor andeutete, daß nämlich die Masse des molekularen Wasserstoffs in der Galaxis diejenige des atomaren nicht wesentlich übersteigt. Speziell in den inneren Regionen unseres Sternsystems beträgt der H_2 -Überschuß gegenüber dem HI-Gas nicht mehr als 20 %.

II. Ableitung physikalischer Dunkelwolkenparameter

Um absolute Werte für die echten physikalischen Größen kosmischer Objekte (z. B. Masse, Leuchtkraft etc.) zu erhalten, muß deren Entfernung bekannt sein. Da ohne eine hinreichend genaue Kenntnis der Entfernung kein echtes physikalisches Verständnis eines kosmischen Objektes möglich ist, stellt die Bestimmung der Entfernung ein grundlegendes, leider auch teilweise sehr schwierig und unsicher zu lösendes Problem der Astrophysik dar. Einfache Triangulation, wie sie bei Sternen (und selbst hier nur bei den allernächsten) möglich ist, scheidet für die hier untersuchten ausgedehnten Objekte, Dunkelwolken aus interstellarer Materie, aus. Auch deshalb, weil diese Objekte nur indirekt beobachtbar sind. Eine Dunkelwolke ist ja phänomenologisch lediglich dadurch definiert, daß die Sternflächendichte an einer Stelle "scheinbar" geringer ist, als in der Umgebung. Verursacht wird diese Verringerung der Sternzahl durch Staub, der das Licht der dahinter stehenden Sterne "verschluckt". Wenn man nun die Entfernung zu den Sternen, die in Richtung einer solchen Wolke stehen und ihren physikalischen Zustand, d.h. den Spektraltyp, kennt, kann man die Dunkelwolkenentfernung abschätzen, indem man untersucht, ab welcher Entfernung das Sternlicht erhöhte Extinktion erfährt. Eine Abwandlung dieses Verfahrens bestimmt nicht die Extinktion, sondern die Verfärbung der Sterne. Der Staub absorbiert nicht bei allen Wellenlängen gleich, was die Sterne hinter der Wolke "gerötet" erscheinen läßt. In jedem Falle benötigt man für diese Verfahren von jedem Stern photometrische Messungen in wenigstens drei Farben, oder besser noch ein Spektrum. Das schränkt die Auswahl der verwendbaren Sterne stark ein, was wiederum zu einer

schlechten räumlichen Auflösung und einer geringen statistischen Signifikanz der Genauigkeit der so erhaltenen Entfernungsangaben führt. Beispiele für Arbeiten dieser Art sind die Veröffentlichungen von Neckel & Klare (1980, Entfernungsbestimmung über Extinktion) bzw. Lucke (1978, Entfernungsbestimmung über Verfärbung).

Eine völlig andere Möglichkeit der Entfernungsbestimmung ergibt sich aus der Tatsache, daß Dunkelwolken radioastronomisch direkt beobachtbar sind. Da sich gezeigt hat, daß das Verhältnis von Gas zu Staub in weiten Teilen der Galaxis konstant ist, stellt eine Staubkonzentration (= Dunkelwolke) auch immer eine Gaskonzentration dar. Dieses Gas emittiert bei Radiowellenlängen (atomare Komponente : HI, $\lambda = 21$ cm; molekulare Komponente : CO, $\lambda = 2.6$ mm). Aus den Radialgeschwindigkeitsverschiebungen der emittierten Linien lassen sich mit Annahme eines galaktischen Rotationsgesetzes, Entfernungen ableiten. Diese Methode liefert aber nur auf großräumigen Skalen ($L \sim 1$ kpc) verlässliche Werte, da der allgemeinen galaktischen Rotation immer kleinräumige Pekuliarbewegungen, z. B. hervorgerufen durch Supernovaexplosionen oder Sternwinde, überlagert sind. Mit ihr war es erstmals möglich, die Spiralstruktur unserer Milchstraße zu erfassen (Oort et. al., 1958), für die Untersuchung kleinräumiger lokaler Strukturen, wie Dunkelwolken, ist sie jedoch nicht so gut geeignet.

In dieser Dissertation wird eine statistische Methode zur Entfernungsbestimmung angewandt, die grundsätzlich bereits 1923 von M. Wolf entwickelt wurde. Hierbei vergleicht man die kumulativen Häufigkeiten der Sterne als Funktion ihrer scheinbaren Helligkeit im Gebiet einer Dunkelwolke mit der Verteilung,

die sich ergäbe, wenn die Dunkelwolke nicht vorhanden wäre. Aus der scheinbaren Helligkeit, ab der die Dunkelwolke die Sternzahlen merklich beeinflusst, läßt sich die Entfernung der Wolke abschätzen. Das genaue Verfahren und die Reduktionsschritte, die zu seiner Anwendung nötig sind, ist in diesem Kapitel ausführlich beschrieben. Die Methode hat gegenüber den schon beschriebenen Verfahren den Vorteil relativ leichter Handhabung (es genügt die Sterne zu zählen und ihre Helligkeit in nur einer Farbe zu kennen) sowie relativ guter räumlicher Auflösung und hoher statistischer Signifikanz, da praktisch alle Sterne für die Analyse verwendet werden können.

1. Datenbasis

Als Ausgangsmaterial diente der ESO/SRC Southern Sky Survey, der in Form von Negativkopien am Astronomischen Institut der Ruhr-Universität Bochum archiviert ist. Dieser photographische Himmelsatlas überdeckt mit insgesamt 606 Feldern den gesamten südlichen (Deklination $\delta < -20^\circ$) Himmel. Jedes dieser Himmelsfelder wurde im blauen ($\lambda_{\text{eff}} = 440 \text{ nm}$, SRC-J Folien) sowie (derzeit noch nicht vollständig) im roten ($\lambda_{\text{eff}} = 700 \text{ nm}$, ESO(R) Folien) Spektralbereich photographiert. Der Abbildungsmaßstab der Aufnahmen liegt bei 67.2 ''/mm und die schwächsten noch erkennbaren Sterne haben eine scheinbare Helligkeit von $m_{\text{lim}} = 21^{\text{m}}.5$ für die Blau- bzw. $m_{\text{lim}} = 20^{\text{m}}.5$ für die Rotaufnahmen (Schuster & West, 1975; Tritton, 1977; West & Schuster, 1982). Bei einem typischen "seeing" von einer Bogensekunde beträgt der Durchmesser eines Sternbildes also einige zehn Mikrometer.

Um die auf den Photoplatten gespeicherte Information in einem Elektronenrechner verarbeiten zu können, wurden Gebiete um ausgesuchte Dunkelwolken mit Hilfe der PDS 2020 GM - Maschine des Astronomischen Institutes der Westfälischen Wilhelms-Universität zu Münster (Tucholke, 1983) mikrophotometrisch digitalisiert. Dabei wird die transparente Schmidt-Folie des ESO/SRC-Atlas abgetastet und die von einer konstanten Lichtquelle durch die Folie gelangende Lichtmenge photoelektrisch registriert. Unterschiedliche Schwärzung der Aufnahme an den Rasterpunkten ergibt so verschiedene Werte des Photostromes, die zusammen mit der Position auf einem Magnetband gespeichert werden. Damit die Sterne in der digitalisierten Form in mehrere Bildelemente (picture elements = pixel) aufgelöst sind, das photographische Korn jedoch nicht,

wurde mit einer Schrittweite von $\Delta \tilde{x} = \Delta \tilde{y} = 10 \mu\text{m}$ (s.o.) und einer $(20 \mu\text{m})^2$ großen Blende gerastert.

Eine ganze Schmidtspiegelaufnahme in dieser Weise digitalisiert, ergibt jedoch eine Datenmenge von ca. 3 Gigabyte, was etwa dem Speichervermögen von 100 handelsüblichen Magnetbändern entspricht. Hieraus ergibt sich sofort die Notwendigkeit zur Beschränkung auf kleinere Wolken. Die schließlich von mir vermessenen Gebiete sind typischerweise etwa $4 \text{ cm} * 4 \text{ cm}$ groß (Tab. 7), was je Farbe 32 Megabyte, also ein Magnetband voller Daten ergibt. Da jede Aufnahme kalibriert werden muß (s.u.) und außerdem das Einjustieren der PDS auf Plattenkoordinaten recht umständlich ist, wurden schließlich nur Wolken in zwei verschiedenen Südhimmelfeldern gemessen :

- Feld 369 ($l = 250^\circ$, $b = -2^\circ$) : Diese Aufnahme zeigt Dunkelwolken sowie "kometenartige" Globulen (Zealey et. al., 1983) der Vela-Region im Gebiet des Gum-Nebels. Hier liegen bereits nach anderen Verfahren erhaltene Entfernungen vor (Brandt et. al, 1977). Somit ist ein Test des Entfernungsbestimmungsverfahrens dieser Arbeit möglich.
- Feld 135 ($l = 320^\circ$, $b = -2^\circ$) : Radioastronomische Messungen (Dame et. al., 1987) ließen erwarten, daß die Dunkelwolken dieses Gebietes zu kinematisch getrennten Komplexen gehören und in sehr unterschiedlichen Entfernungen liegen. Damit kann das Entfernungsbestimmungsverfahren dieser Arbeit auf einen weiten Entfernungsbereich angewendet werden.

Das bedeutet immer noch vier Justiervorgänge und ebensoviele Kalibrationsmessungen. Der Meßvorgang für einen der oben beschriebenen Ausschnitte dauert ca. $2 \frac{3}{4}$ Stunden. An zwei Wochenenden Ende Februar bzw. Anfang Mai 1987 wurden insgesamt

15 Gebiete (s. Tabelle 7) auf den zwei genannten Feldern gerastert. Da jedes Gebiet in Rot und Blau gemessen wurde, entspricht das einer reinen Meßzeit von 83 Stunden. Auf diese Weise wurden 960 Megabyte Daten gewonnen, die nun zur weiteren Auswertung verwendet werden konnten.

Tabelle 7

Objekt	l	b	N* B	N* R	Fläche ----- cm ²
C-019	250.96	-1.40	7580	6605	4
C-015	249.04	-3.23	7529	9250	12
C-021	249.44	-2.22	20466	24036	15
G-014/01	251.87	-1.73	23927	22386	16
G-014/02	252.42	-2.07	13327	14596	12
G-014/03	252.95	-2.24	12561	13634	12
G-014/04	253.36	-1.79	19224	21218	16
G-010	252.51	-3.52	4101	7850	12
C-024	253.22	-4.28	14986	17240	15
C-286/01	318.17	-3.52	4428	6549	2
G-192	320.11	-2.11	17671	25459	10
G-196	321.33	-1.96	31933	43007	12
C-289	318.99	-4.20	25655	39101	24
G-194	320.62	-2.06	30182	41501	16
G-195	320.24	-3.46	52484	59644	16

N* gibt die Anzahl der gefundenen Sterne im blauen bzw. roten Spektralbereich an

2. Datenreduktion

Die im folgenden beschriebenen Schritte der Datenverarbeitung haben zum Ziel, die Fülle der auf einer Photoplatte vorhandenen Informationen auf die physikalisch relevanten Parameter der untersuchten Dunkelwolken wie Entfernung, Größe und Masse zu reduzieren. Das dabei zur Anwendung kommende Verfahren der Sternzählungen wurde prinzipiell bereits in den zwanziger Jahren dieses Jahrhunderts entwickelt (Wolf, 1923). Neu an dieser Arbeit ist einerseits, daß diese Zählungen nicht mehr wie damals "von Hand" ausgeführt werden, sondern automatisch mittels elektronischer Datenverarbeitungsanlagen. Außerdem kommen im Zuge der Reduktion Computermodelle unserer Milchstraße zur Anwendung, die den Aufbau der Galaxis im Rechner simulieren. Die Schwierigkeit der automatischen Zählung liegt darin, ein Programm zu entwickeln, das in genau der gleichen Weise wie der menschliche Beobachter eine Struktur auf einer Photoplatte als Stern identifiziert. Dieses Problem der "Gestalterkennung" wird in Abschnitt 2.2 erörtert. Außer der Entdeckung und der Lokalisierung eines Objektes muß der Rechner aber noch mehr leisten. Um das Sternzählungsverfahren in Anwendung bringen zu können, muß die "scheinbare Helligkeit" jedes gefundenen Sternes bekannt sein. Nun ist diese scheinbare Helligkeit jedoch eine aus historischen Gründen an den Meßprozeß im menschlichen Auge angepaßte Größe. Weder der photographische Prozess noch die digitale Computeranalyse liefern diese Größe daher unmittelbar. Die gewonnenen Sternparameter müssen also erst noch kalibriert werden, um ihre Umrechnung in astrophysikalische Größen zu ermöglichen (Abschnitt 2.4). Erst dann kann mit astrophysikalischen Ver-

fahren weiter reduziert werden (Abschn. 2.5 & Kap. 3). Das gesamte Ablaufschema der Reduktion ist in Abbildung 10 skizziert.

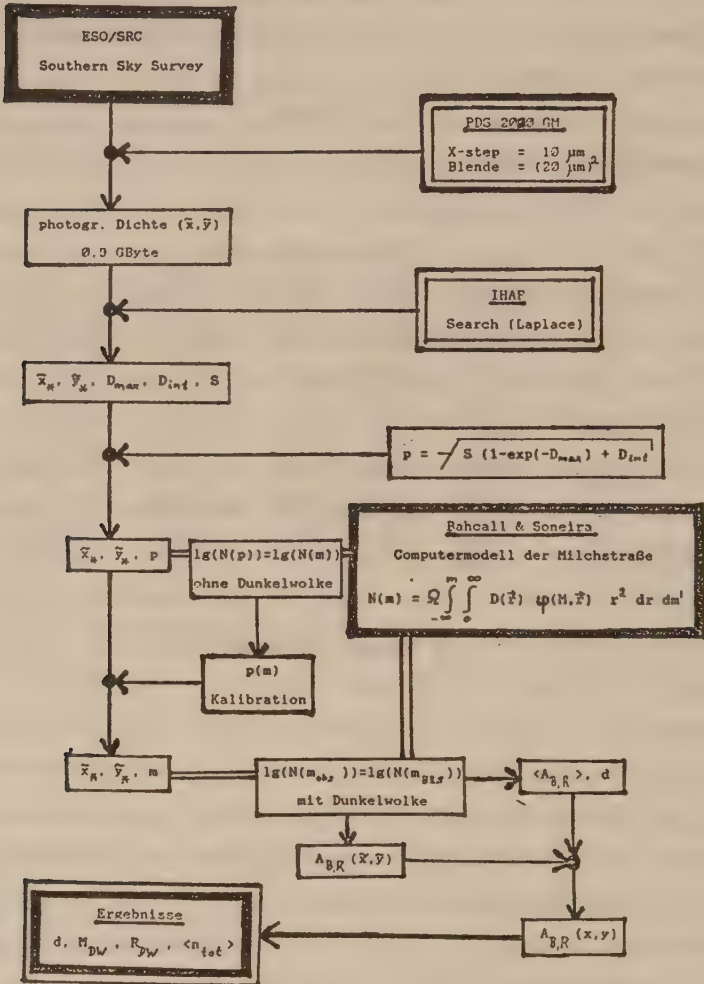


Abbildung 10 : Reduktionsschema

2.1. Einlesen ins Bochumer IHAP System

Das Meßprogramm der PDS Maschine ist so konzipiert, daß es die gewonnenen Daten parallel zur Messung im sogenannten FITS-Format (Wells & Greisen, 1981) auf ein Magnetband speichert. Diese Magnetbanddaten sollten nun mit dem Bochumer Bildverarbeitungssystem IHAP (Image Handling And Processing; Middleburg, 1983) ausgewertet werden. Hierbei trat jedoch das Problem auf, daß die digitalisierten Bilder von (s. o.) 4000×4000 Pixeln von diesem Bildverarbeitungssystem weder eingelesen noch verarbeitet werden konnten. Die Einleseroutine für FITS-Daten wurde daher so modifiziert, daß es nun möglich ist, jeden beliebigen Ausschnitt eines FITS-kodierten Bildes zu lesen. Die digitalisierten Bilder können also nun stückweise reduziert werden. Die von mir vorgenommenen Änderungen im Bochumer Bildverarbeitungssystem wurden inzwischen fest installiert und stehen jedem IHAP Benutzer zur Verfügung.

Aus Gründen der Speicherkapazität wurden die Bilder nun in Stücken von $(1024)^2$ Pixeln weiterverarbeitet. Dabei wurde ein Überlapp der zu einem Bild gehörenden Teilbilder berücksichtigt, um zu gewährleisten, daß ein Stern auf der Grenze zwischen den Teilbildern in wenigstens einem Teilbild vollständig vorhanden ist (s. Abb.11). Dies ist wichtig, damit das im folgenden beschriebene Sternidentifikationsprogramm auch diese Sterne findet. Die Teilbildgröße, sowie der Überlapp zwischen den Teilbildern, wurden bereits bei der Planung der PDS-Messungen berücksichtigt, so daß der weitere Reduktionsablauf relativ einfach ablaufen konnte.

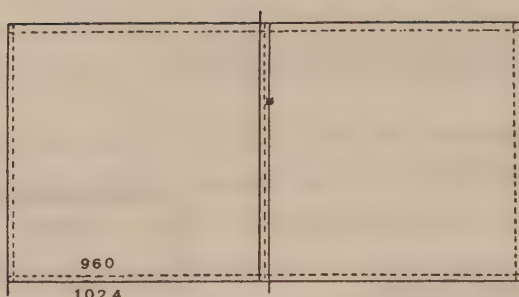


Abbildung 11 : Überlappung

Stern in einem Bild vollständig

2.2. Das "Such"-Programm des Bochumer IHAP-Systems

Im weiteren sollten auf den oben beschriebenen 1 MByte Teilbildern möglichst alle Sterne bis zur Grenzhelligkeit des photographischen Materials (s. o.) gefunden werden und mit Position und Helligkeitsangaben tabelliert werden. Das IHAP-Bildverarbeitungssystem verfügt über ein Objekt-Suchprogramm (SEARCH), das mit seinen diversen Optionen einen weiten Anwendungsbereich überdeckt (Middleburg, 1983). Im Falle dieser Arbeit wurde auf die von P. Grosbol entwickelte Option LAPLACE zurückgegriffen. Die Registrierung eines Objektes geht hier in folgender Weise vor sich. Das Programm arbeitet das Bild zeilenweise ab und bildet das gleitende Mittel über drei Werte. Ein Objekt wird dann als solches erkannt, wenn erstens die Differenz zweier aufeinander folgender Werte dieses gleitenden Mittels (1. Ableitung) größer ist, als ein vom Anwender frei wählbarer

Wert. Hier wurde das mittlere "Rauschen" des Bildhintergrundes als Grenzwert verwendet. Außerdem muß zweitens die Änderung dieser ersten Ableitung (das entspricht der 2. Ableitung, daher LAPLACE) größer als ein beliebiges reelles Vielfaches dieses Rauschwertes sein. In dieser Arbeit wurde der vom Autor des Programms empfohlene Wert 2.5 verwendet.

Diese Doppelbedingung ist in hervorragender Weise dazu geeignet, Sterne selbst auf variierenden Hintergründen zu entdecken, da ein photographisches Sternprofil sich durch einen scharf definierten Rand auszeichnet. Gerade darauf beruhen ja z. B. die Arbeiten von Isserstedt und Wolf (1979). Ein scharf definierter Rand bedeutet aber steile Gradienten und bei Annäherung an diesen Rand starke Änderungen in diesen Gradienten (Abbildung 12). Also genau das, was in dem beschriebenen IHAP-Programm als Kriterium zur Identifikation von Objekten mit Sternen verwendet wird.

Des weiteren achtet das Programm darauf, ob sich der gefundene Stern noch über mehrere Bildzeilen erstreckt. Als Resultat erhält der Benutzer eine Tabelle aller gefundenen Sterne unter anderem mit den Plattenkoordinaten $(\tilde{x}, \tilde{y})$, der maximalen photographischen Dichte ($D_{\max}$), der Summe aller photographischen Dichten des Sternbildchens (D_{int}) sowie der Anzahl der vom Stern eingenommenen Bildelemente (S).

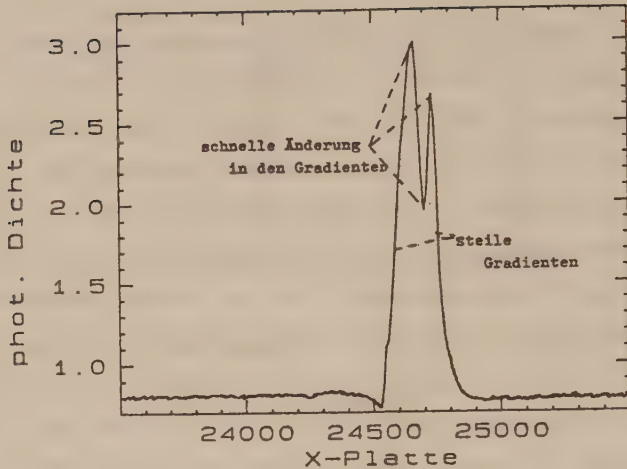


Abbildung. 12 : Sternprofil in photographischer Dichte

2.3. Der Helligkeitsparameter nach de Vries

C.P. de Vries (1986) hat in seiner Doktorarbeit eine andere Methode der Sternzählung auf photographischen Platten entwickelt. Der Zweck war der gleiche wie in dieser Arbeit : Entfernungsbestimmung von Dunkelwolken und ihre Kartographierung. Er experimentierte mit den photographischen Sternbildparametern (also $D_{\max}$, D_{int} , S) und entwickelte aus ihnen einen einzigen Parameter, von dem er zeigen konnte, daß dieser über mehrere Größenklassen linear mit der scheinbaren Helligkeit des jeweiligen Sternes zusammenhängt. Dieser photographische Parameter (p) ergibt sich aus den bekannten Parametern (s.o.) :

$$p = \sqrt{S (1 - \exp(-D_{\max})) + D_{\text{int}}} \quad (21)$$

Die maximale Dichte des photographischen Sternbildchens, die bei hellen Sternen bekanntlich ein schlechtes Helligkeitsmaß ist, wird hier für hohe Dichten in ihrem Einfluß unterdrückt. Die Wurzel entspricht dem bekannten Zusammenhang (Isserstedt & Wolf, 1979) zwischen Durchmesser des Bildes und Helligkeit.

Die Verwendung dieses Parameters ermöglicht es, das Problem der Kalibration der vom Sternsuchprogramm ermittelten Parameter, bezüglich der scheinbaren Sternhelligkeit in Größenklassen auf die Ermittlung der Beziehung eines einzigen Parameters zur Helligkeit des Sternes zurückzuführen. Ein weiterer Vorteil ist, daß diese Beziehung im wesentlichen linear, also recht einfach ist (s. Kap 2.4 sowie Abb. 13).

2.4. Die Helligkeitskalibration

Wie im letzten Abschnitt gezeigt worden ist, reduziert sich die Ermittlung der scheinbaren Helligkeiten der vom Suchprogramm gefundenen Sterne auf die Darstellung des (linearen) Zusammenhangs des in Gleichung (21) definierten photographischen Parameters mit der scheinbaren Helligkeit in Größenklassen. Die prinzipielle Idee bei diesem Reduktionsschritt ist, daß man die gefundene Verteilung der kumulativen Sternhäufigkeiten als Funktion des photographischen Parameters mit der zu erwartenden Häufigkeitsverteilung als Funktion der scheinbaren Helligkeit gleichsetzt und so die scheinbare Helligkeit in Abhängigkeit vom photographischen Parameter erhält. Die theoretische Verteilung der Sternzahlen als Funktion der scheinbaren Helligkeit wurde zu diesem Zweck dem Modell unserer Milchstrasse von Bahcall und Soneira (1980) entnommen. Eine genaue Beschreibung und zusammen-

fassende Erläuterung dieses Modells findet sich in einem Übersichtsartikel von Bahcall (1986a). Da diesem Modell sowohl bei der Kalibration als auch im weiteren bei der Entfernungsbestimmung der Dunkelwolken eine Schlüsselrolle zukommt, soll ihm ein eigener Abschnitt dieser Arbeit gewidmet sein.

2.4.1. Das Milchstrassenmodell von Bahcall und Soneira (B.& S.)

Das B.& S. Modell der Sterndichteverteilung in unserer Galaxis nimmt an, daß es im wesentlichen zwei Systeme von Sternen gibt, die verschiedene räumliche Verteilungen aufweisen (Tabelle 8). Da ist zum einen die Scheibenkomponente (Population I). Ihre Verteilung folgt sowohl radial als auch senkrecht zur Scheibe einem Exponentialgesetz. Während die Skalenlänge dieser Verteilung einheitlich 3.5 kpc beträgt, ist die Skalenhöhe vom Spektraltyp der Sterne abhängig. Die Halokomponente (Population II) wird durch ein Rotationsellipsoid der Abplattung 0.8 beschrieben, dessen radialer Dichteverlauf einem de Vaucouleur-Gesetz (1958) entspricht (Tabelle 8). Die Dichtewerte sind auf die durch Beobachtung gewonnenen Werte in Sonnenumgebung normiert. Zur Verteilung der Sterne auf die Spektraltypen wurde im wesentlichen auf die Leuchtkraftfunktion von Wielen (1974) zurückgegriffen. Mit diesen Annahmen ist man nun in der Lage, die stellarstatistische Grundgleichung (22) für beliebige galaktische Koordinaten zu lösen :

$$N(m) = \Omega \int_{-\infty}^m \int_0^{\infty} D(r) \Psi(M) r^2 dr dm' \quad (22)$$

Ω : Raumwinkel, auf den sich die Zahlen beziehen
 r : Abstand vom Beobachter
 Ψ : normierte Leuchtkraftfunktion
 D : Sterndichtevertelung
 m : scheinbare Helligkeit
 M : absolute Helligkeit

Als Ergebnis erhält man genau die kumulativen Sternzahlen, die für die Kalibration in dieser Arbeit benötigt werden.

Tabelle 8 : Die Sterndichtevertelungen

Komponente	Verteilungsgesetz
Scheibe (Pop.I)	$D(r) = D_d(R_0) \exp(-z/H(M_V)) \exp(-(x-R_0)/3.5\text{kpc})$
Sphäroid (Pop.II)	$D(r) = D_s(R_0) \begin{cases} 1.25(R/R_0) \exp(-10.093(R/R_0)+10.093), & R < 0.03 R_0 \\ (R/R_0) \exp(-10.093(R/R_0)+10.093) \\ \quad * (1-0.08669/(R/R_0)) & \text{für } R \geq 0.03 R_0 \end{cases}$
Normierung	$D_d(R_0) = 0.13 \text{ pc}^{-3}, D_s(R_0) = 0.00026 \text{ pc}^{-3}, \text{ für } M_V < 16^m.5$ $R_0 = 8 \text{ kpc}, R = \sqrt{x^2 + (z/k)^2}, k = 0.8$

2.4.2. Erweiterungen des B.& S. Modells

Das B.& S. Modell existiert als ein FORTRAN-Programm (Bahcall, 1986b), das vom Autor dieser Dissertation am Bildverarbeitungsrechner des Astronomischen Institutes der Ruhr-Universität Bochum installiert wurde. Um in dieser Arbeit verwendet werden zu können, mußte dieses Programm in zwei Punkten erweitert werden. Zum einen ist das Originalprogramm nur zur Berechnung von Daten im visuellen (V) und blauen (B) Spektralbereich ausgelegt. Für diese Arbeit ist aber eine Kenntnis der Sternverteilung auch im roten (R) Spektralbereich notwendig (s. Kap. 1). Das Programm enthält Angaben zur absoluten Helligkeit (M) sowie zum Farbindex (B-V). Aus den Tabellen bei Allen (1964) wurde eine Beziehung zwischen M und (B-V) einerseits und (V-R) andererseits abgeleitet, und zwar für Hauptreihen- und Riesensterne getrennt. Diese Beziehungen wurden an entsprechender Stelle in das B.& S.-Modell eingebaut, so daß nun wahlweise auch Zahlen für den R-Bereich berechnet werden können. Die so gewonnene Kalibrationskurven der scheinbaren Helligkeit (B bzw. R) als Funktion des photographischen Parameters für die beiden untersuchten Südhimmelsfelder (s. Kap. 1) zeigt Abbildung 13. Die Kurven zeigen sehr schön den erwarteten linearen Verlauf. Die Streuung im Bereich heller Sterne ist auf die hier sehr geringen Sternzahlen zurückzuführen. Ebenfalls gut zu erkennen ist das Abflachen der Beziehung im Bereich der erwarteten Grenzhelligkeiten des photographischen Materials (s. Kap. 1). Die auftretenden Werte zeigen deutlich die Güte des Sternsuchprogramms, das die Sterne selbst bis zu dieser Grenze hin noch zuverlässig zu entdecken im Stande ist.

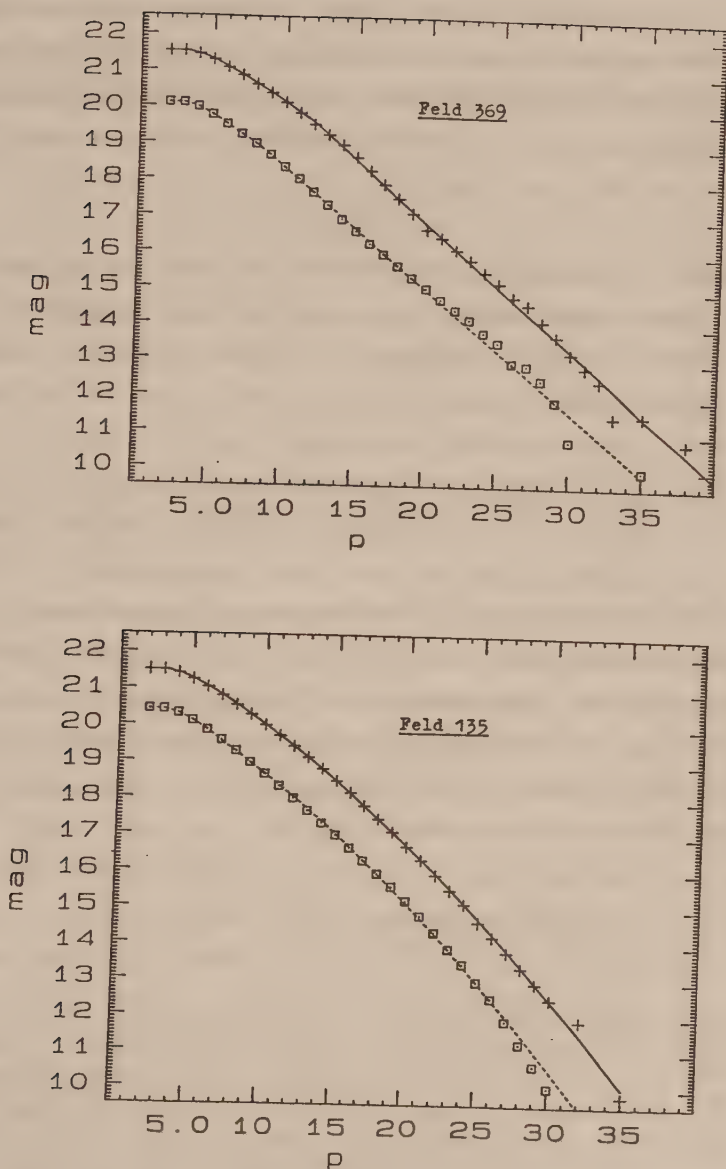


Abbildung 13 : Kalibrationskurven

Die zweite Erweiterung des B.& S.- Programms betrifft die Absorption des Sternlichtes, die ja in Gleichung (22) implizit durch den Übergang von absoluten (M) auf scheinbare Helligkeiten (m) enthalten ist, wie Definitionsgleichung (23) zeigt :

$$M = m + 5 - 5 \lg(r/\text{pc}) - A(r) \quad (23)$$

Hierin ist unter $A(r)$ die Absorption auf Grund der allgemein verteilten interstellaren Materie zu verstehen, deren Verlauf im Programm durch die folgende von Sandage (1972) angegebene Beziehung realisiert ist :

$$A(r; l, b) = 0.165 \frac{1.192 - \tan|b|}{\sin|b|} \left(1 - \exp\left(-\frac{r \sin|b|}{100 \text{ pc}}\right) \right) \quad (24)$$

Diese Beziehung nähert den Absorptionsverlauf für hohe und mittlere Breiten ($50^\circ < |b| < 100^\circ$) an, ohne natürlich die Klumpung auf Grund von Dunkelwolken zu berücksichtigen. Deshalb wurde zusätzlich die Möglichkeit vorgesehen, eine Dunkelwolke mit vom Anwender beliebig wählbarer Absorption und Entfernung in die Berechnungen einzubeziehen.

2.5. Entfernungsbestimmung

Die Abbildungen 13 zeigen die Kalibrationskurven, wie sie durch Vergleich der $\lg(N(p))$ -Verteilung in einem mitgemessenen Feld ohne Dunkelwolke und der $\lg(N(m))$ -Verteilung, die das B.& S.-Modell für die galaktischen Koordinaten dieses Vergleichsfeldes liefert, entstanden ist. Mit diesen Relationen ist es nun möglich, die scheinbare Helligkeit aller Sterne in den unter-

suchten Dunkelwolkengebieten nebst ihren Positionen auf der photographischen Platte anzugeben. Die Genauigkeit der Helligkeitsangaben dürfte laut Bahcall (1987) bei etwa ± 0.2 Größenklassen liegen, was in etwa auch der Streuung um die Kalibrationskurve entspricht. Es zeigt sich, daß dieser Wert auch dem mittleren Fehler der im B- und R-Bereich getrennt bestimmten Absorptionswerte entspricht (s. Tab 9 und Abschnitt 2.6). Er kann jedoch allein durch die statistische Ungenauigkeit (Abschnitt 2.6) erklärt werden. Mittels sogenannter Wolf-Diagramme ist man nun in der Lage, einen Wert für die mittlere Absorption im Gebiet einer untersuchten Dunkelwolke anzugeben (Wolf, 1923). Der Verlauf der kumulativen Sternzahlen als Funktion der scheinbaren Helligkeit im Gebiet der Dunkelwolke und in einem absorptionsfreien Vergleichsfeld (hier durch das B.& S. Computermodeill mit den galaktischen Koordinaten der Dunkelwolke simuliert) unterscheiden sich dadurch, daß im Bereich der schwachen Helligkeiten, also für die Sterne, die im Durchschnitt weit entfernt sind, die Kurve für die Dunkelwolke um exakt den Betrag der Absorption eben dieser Wolke entlang der Helligkeitsachse verschoben ist. Für jede digitalisierte Region (s. Tab. 7) wurde ein solches Wolf-Diagramm erstellt und daraus ein Wert für die mittlere Absorption in den beiden bearbeiteten Spektralbereichen bestimmt (Abb. 14). Damit ist ein freier Parameter der von mir in das B.& S.-Modell eingebauten Dunkelwolke (s. Kap. 2.4.2) festgelegt. Der zweite Parameter, die Entfernung der Wolke, wurde nun durch "Probieren" ermittelt. Das B.& S.-Modell wurde mit eingeschalteter Dunkelwolke gemessener Absorption systematisch für verschiedene Wolkenentfernungen berechnet. Die so erhaltenen kumulativen Sternzahlen wurden mit den per

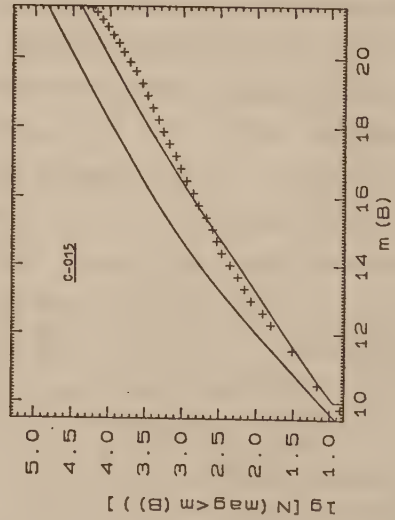
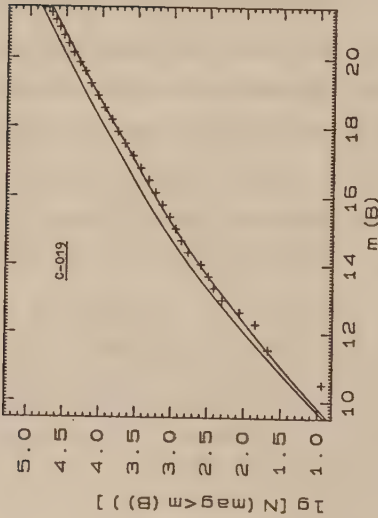
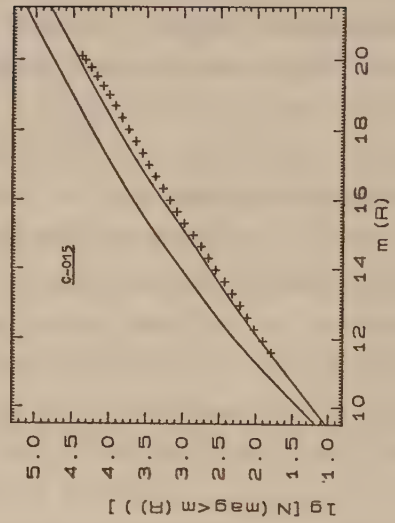
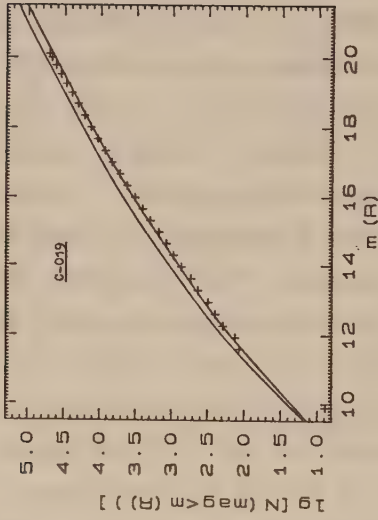


Abbildung 14 : Wolf - Diagramme

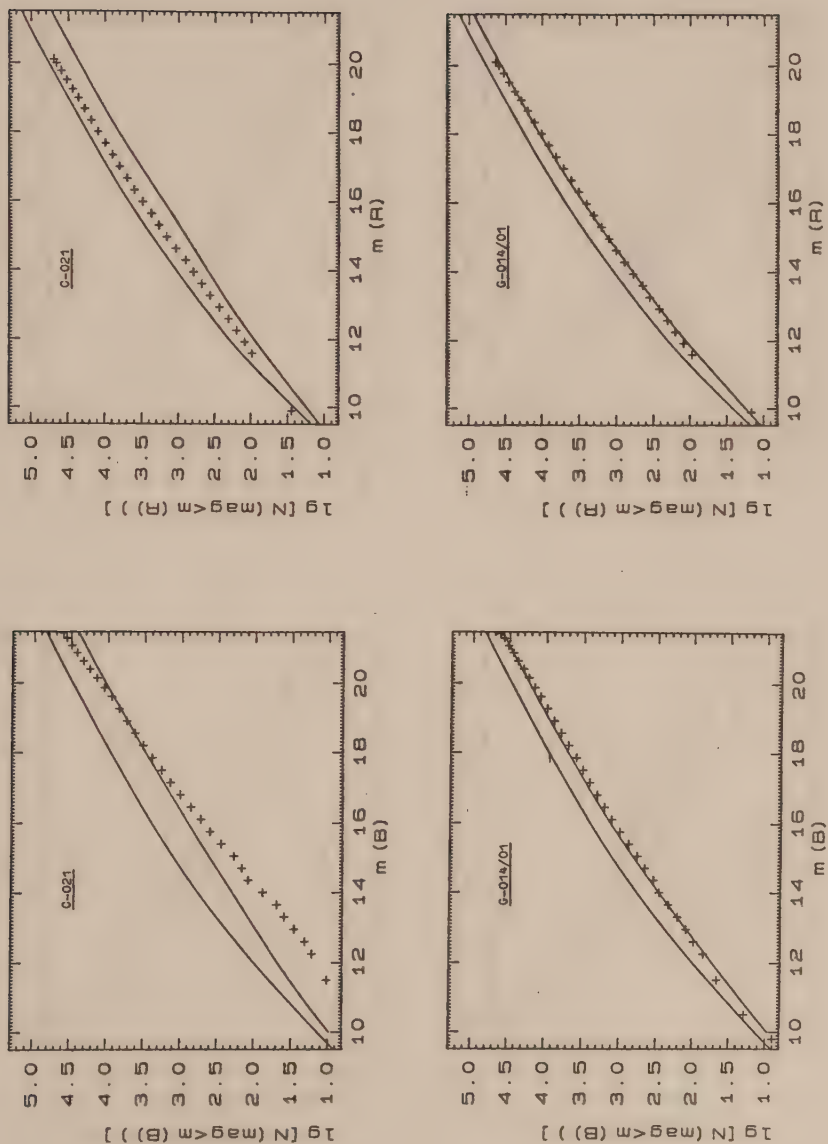


Abbildung 14 : Fortsetzung

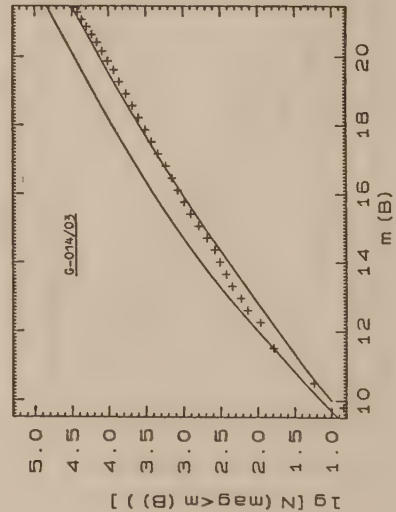
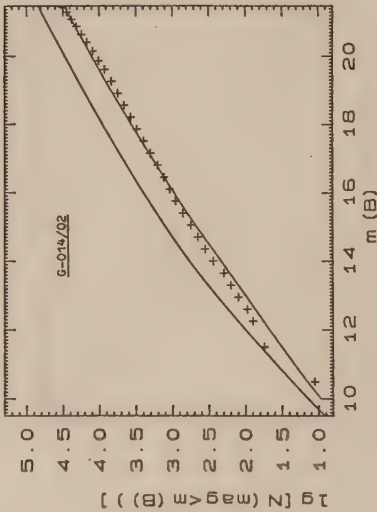
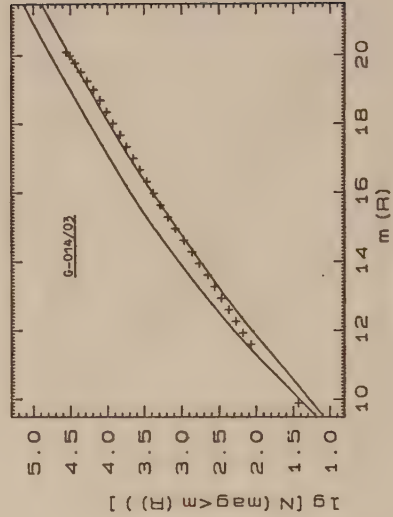
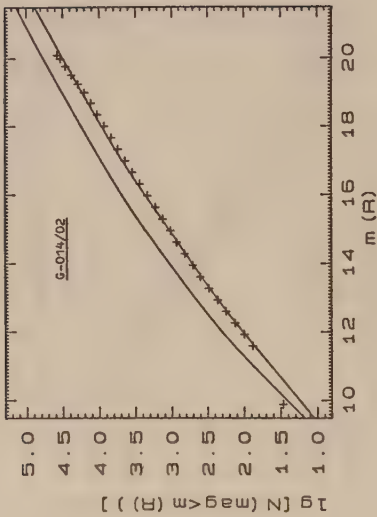


Abbildung 14 : Fortsetzung

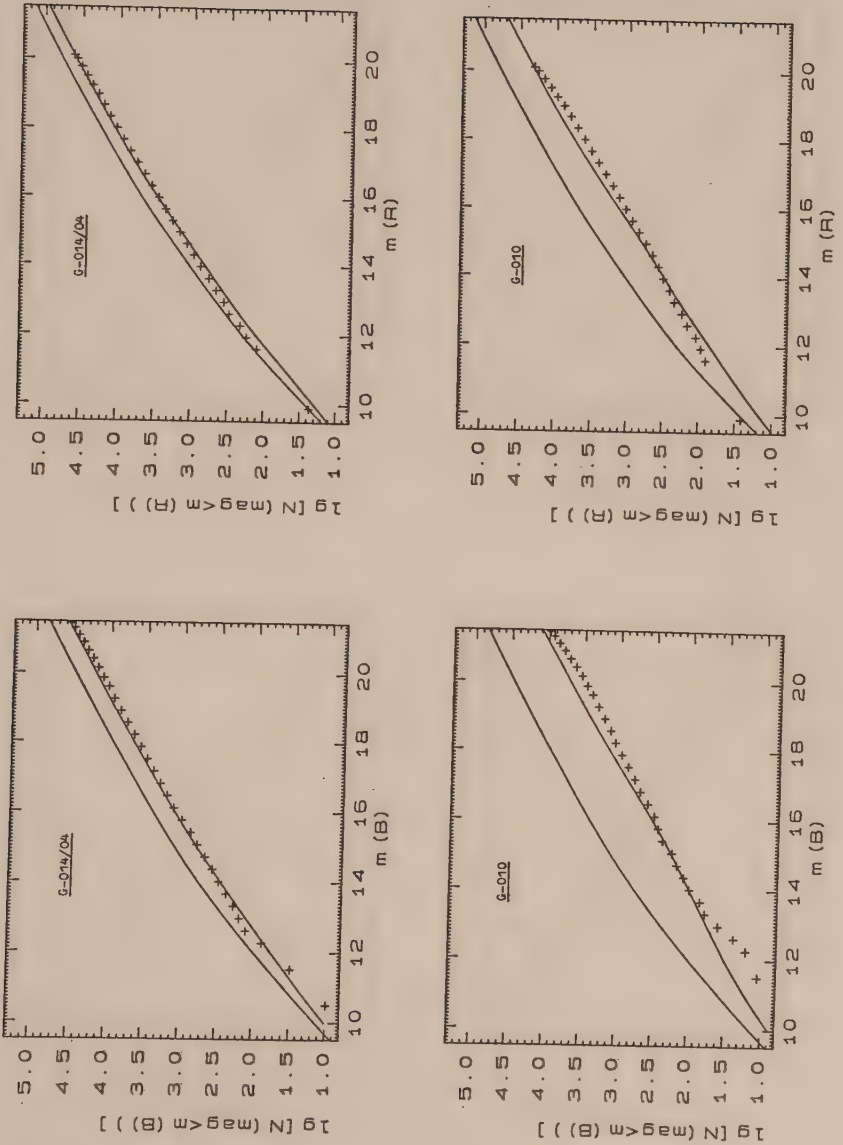


Abbildung 14 : Fortsetzung

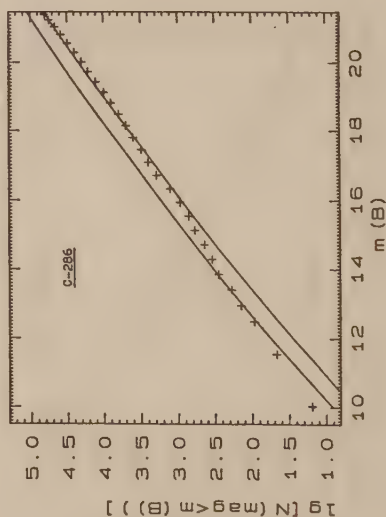
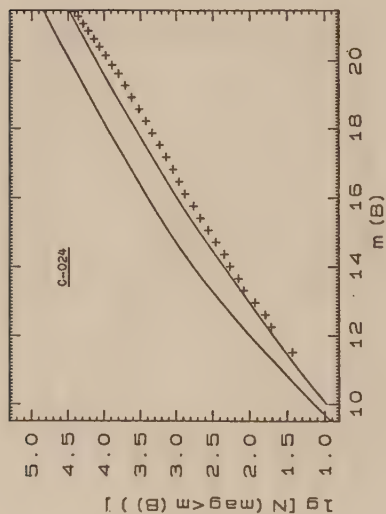
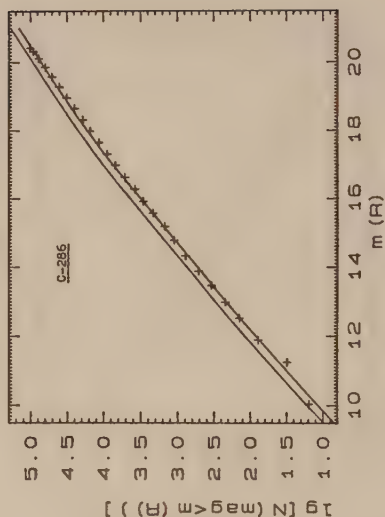
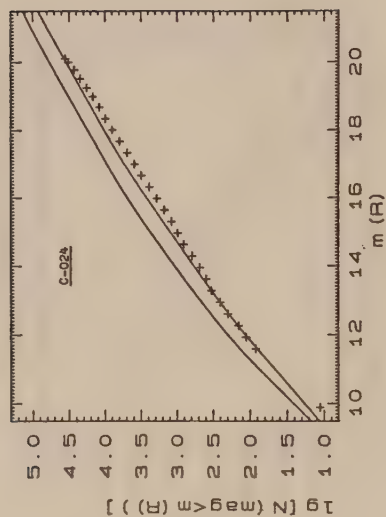


Abbildung 14 : Fortsetzung

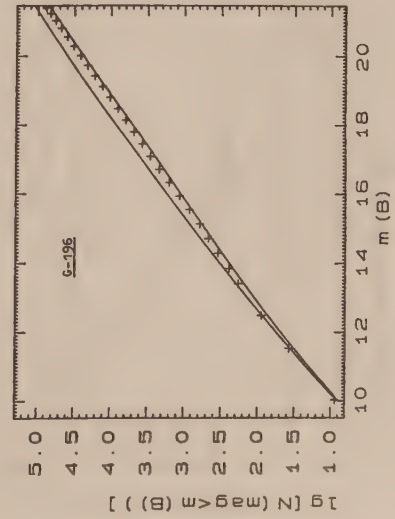
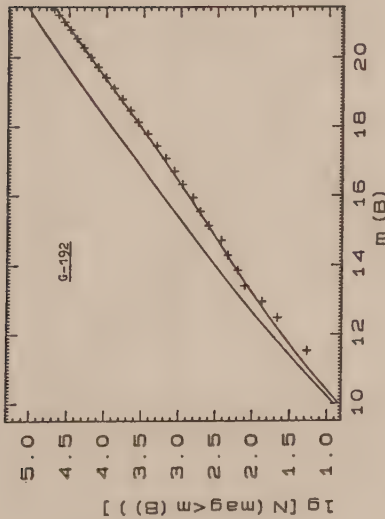
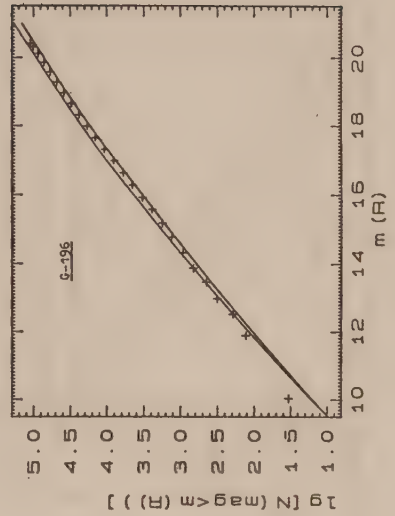
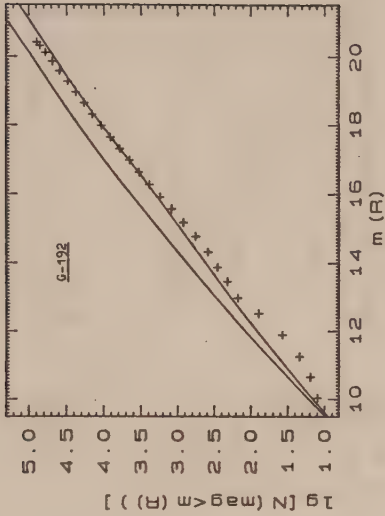


Abbildung 14 : Fortsetzung

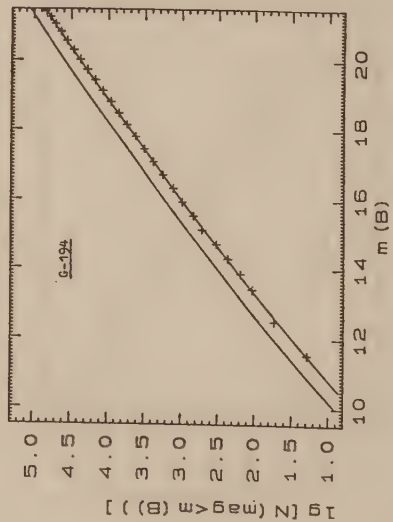
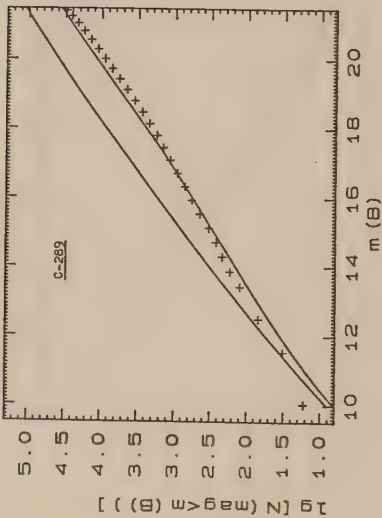
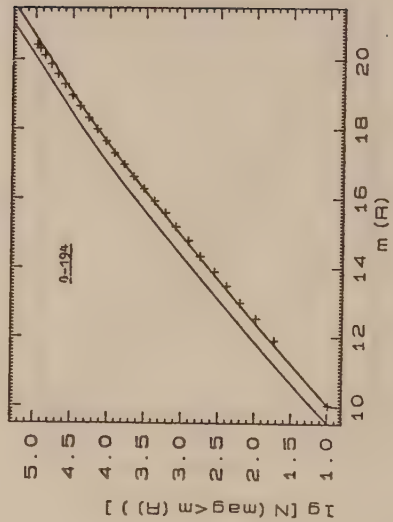
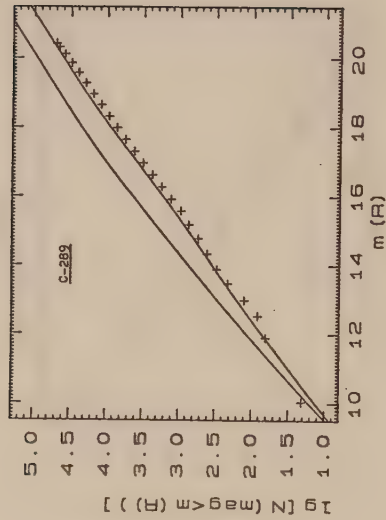


Abbildung 14 : Fortsetzung

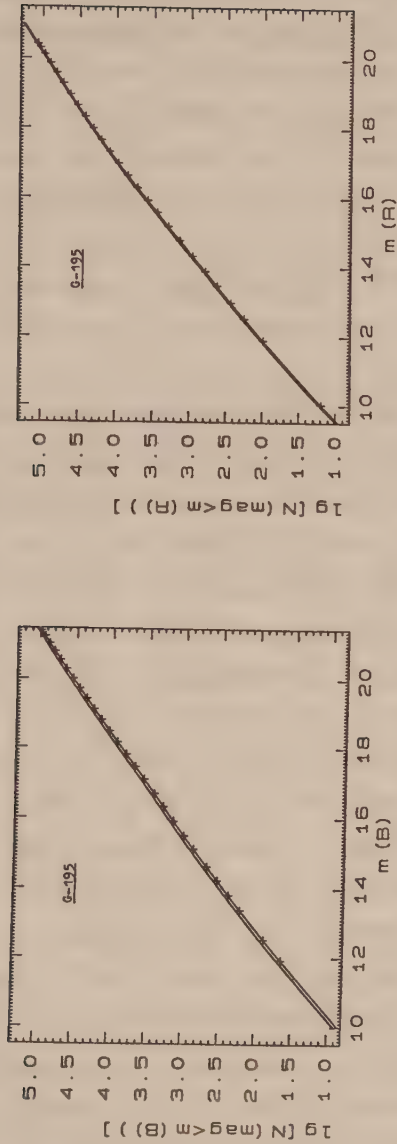


Abbildung 14 : Wolf - Diagramme

x-Achse : scheinbare Helligkeit (links : B, rechts : R)
y-Achse : dekadischer Logarithmus der kumulativen Sternzahlen
obere Linie : B&S-Modell ohne Dunkelwolke
untere Linie : B&S-Modell mit an die Beobachtung angepasster Wolke
Kreuze : beobachtete Werte

automatischer Sternzählung (inkl. Kalibration) ermittelten verglichen. Als Maß für die Abweichung wurde aus der Wurzel der Quadratsumme der Differenzen zwischen beobachteter und berechneter Verteilung ein Güteparameter definiert, indem die Abweichung, die sich bei einem Programmlauf ohne Dunkelwolke ergab, zu 100 % gesetzt wurde. Der Verlauf des so definierten Abweichungsparameters als Funktion der angenommenen Entfernung ist in Abbildung 15 dargestellt. Wie zu erkennen ist, zeigt der Verlauf im allgemeinen ein Minimum. Die Entfernung an der Stelle dieses Minimums ist die tatsächliche Entfernung der untersuchten Dunkelwolke (Tab. 9).

Einen Hinweis auf die Zuverlässigkeit der hier beschriebenen Methode erhält man aus dem Grad der Übereinstimmung, die dieses Verfahren in den beiden getrennt reduzierten Spektralbereichen (B bzw. R) liefert. Es zeigt sich, daß der relative Fehler der erhaltenen Entfernungen im Mittel etwa 15 % beträgt, maximal (außer für sehr nahe Wolken mit $d < 200\text{pc}$) jedoch 20 % erreicht. Selbst die Methoden zur Bestimmung von Fixsternentfernungen erreichen bis auf den heutigen Tag keine wesentlich höhere Genauigkeit. Zum Vergleich sind in Tabelle 9 auch Entfernungen angegeben, wie sie mit Hilfe der in der Einleitung angesprochenen Methoden gewonnen wurden. Neckel & Klare (1980, N&K) haben für das gesamte ESO/SRC-Feld 369 nur eine Angabe (deren Feld 98) gemacht. Für die kinematischen Entfernungen (kin) wurde die Geschwindigkeitsverteilung, die Brand (1986) in seiner Doktorarbeit für die betreffenden Regionen ermittelt hat, verwendet und auf radioastronomisch bestimmte Radialgeschwindigkeiten angewandt. Bei diesen Angaben ist zu beachten, daß im Vela-Gebiet hohe Pekuliargeschwindigkeiten auftreten (Zealey et. al.,

1983), so daß die Entfernungsangaben hier sehr unsicher (± 400 pc) sind. Die mit ** markierten Daten beziehen sich auf Entfernungen von Sternen. Dabei wird angenommen, daß diese Sterne mit den Dunkelwolken assoziiert sind.

Tabelle 9

Objekt	d --- pc	σ_d --- pc	$\langle A_V \rangle$ --- mag	$\sigma_{\langle A_V \rangle}$ --- mag	d --- pc	Methode	Zitat
C-019	800	80	0.54	0.12	1200	kin	Goss et. al.
C-015	500	100	1.57	0.22	700	A(r)	N&K(98)
C-021	590	60	1.55	0.25			
G-014/01	450	30	0.87	0.19	425	kin	Dame et. al.
G-014/02	520	100	1.24	0.18	450	**	Brandt et. al.
G-014/03	620	70	1.18	0.18	460	**	Petterson
G-014/04	590	80	0.86	0.09			
G-010	450	0	2.34	0.11	430	**	Brand(91)
C-024	540	20	1.12	0.07	900	kin	Brand
C-286	170	50	0.54	0.05	150	A(r)	N&K(176)
G-192	675	85	1.09	0.20	1000	A(r)	N&K(180)
G-196	880	90	0.50	0.02			
C-289	600	100	1.41	0.18	1000	A(r)	N&K(176)
G-194	130	70	0.63	0.14			
G-195	150	10	0.11	0.00	170	kin	Dame et. al.

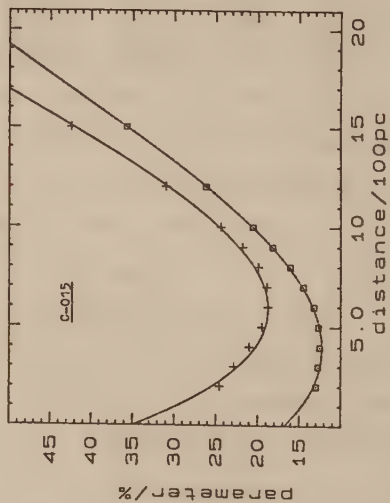
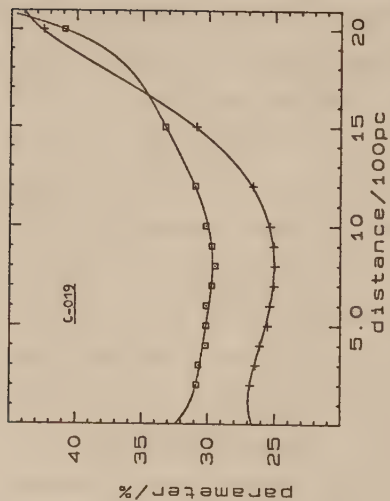
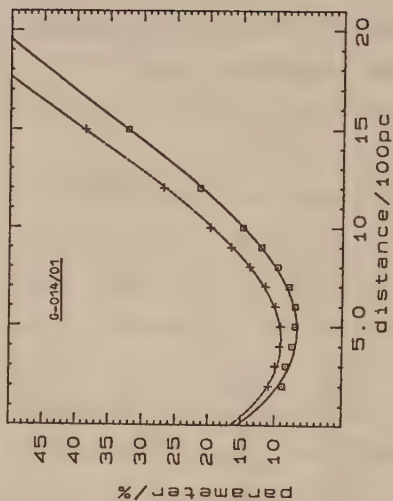
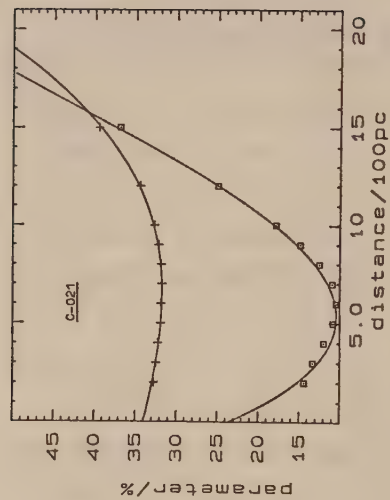


Abbildung 15 : Entfernungsbestimmung

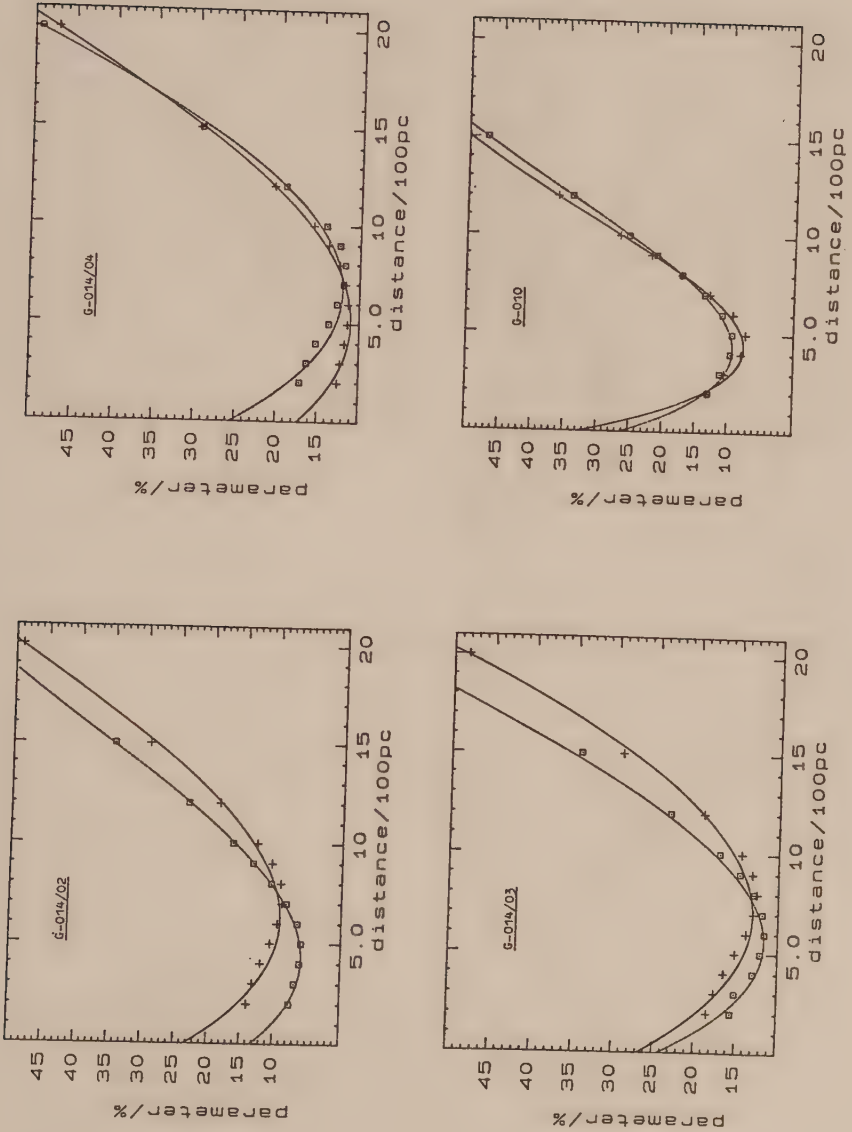


Abbildung 15 : Fortsetzung

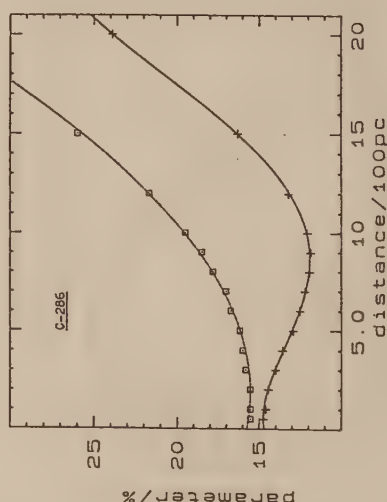
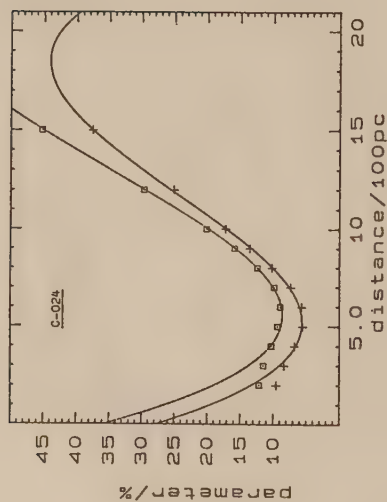
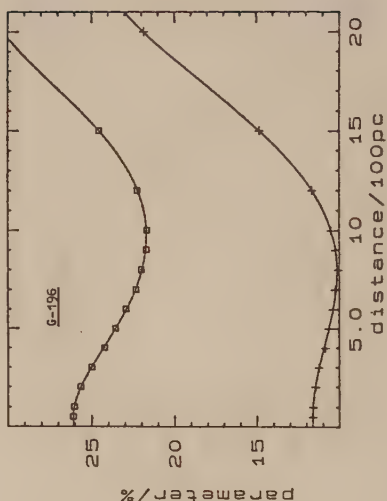
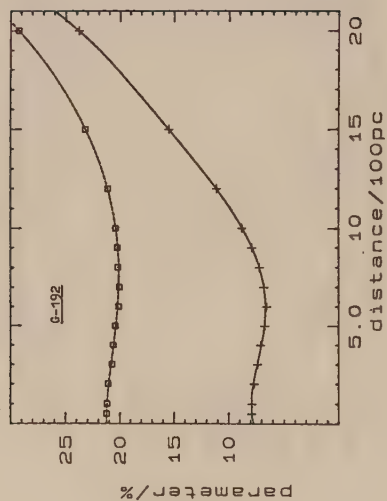


Abbildung 15 : Fortsetzung

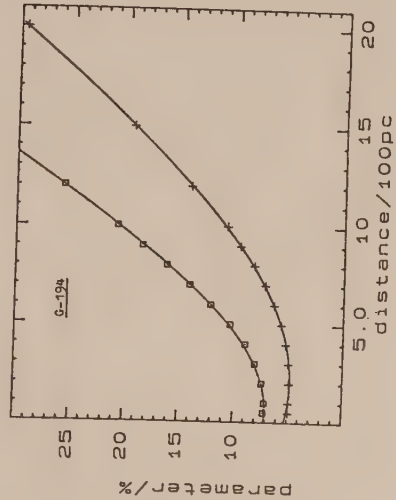
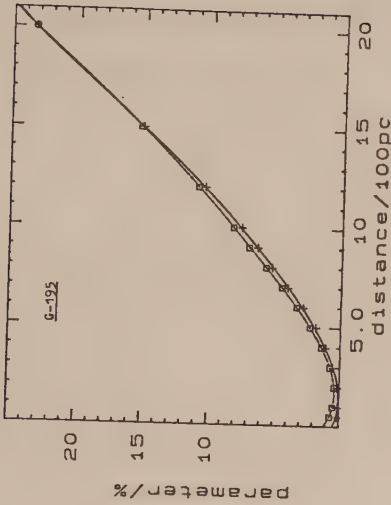
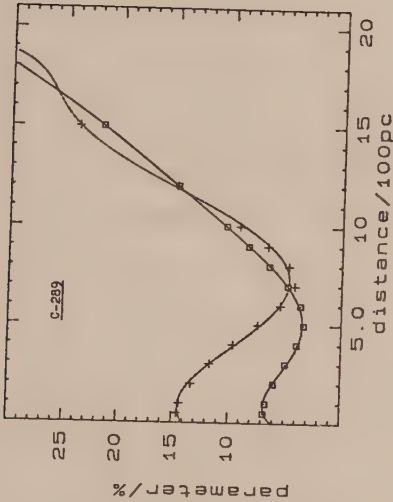


Abbildung 15: Entfernungsbestimmung

x-Achse : im B&S-Programm angenommene Entfernung
y-Achse : Abweichung von der Beobachtung

□ Rotaufnahmen
+ Blaufnahmen

2.6. Kartierung der Absorption

Mit der in Abschnitt 2.4 beschriebenen Kalibration stehen nun für jedes der digitalisierten Gebiete Tabellen zur Verfügung, in denen jeder Stern, bis zur Grenzhelligkeit des ESO/SRC Himmelsatlas, mit seiner Position auf der Aufnahme $(\tilde{x}, \tilde{y})$ sowie seiner scheinbaren Helligkeit (m_B bzw. m_R) aufgeführt ist. Unter Verwendung dieser Tabellen ist es nun möglich, mit verhältnismäßig geringem Zeitaufwand in Rechenanlagen zu simulieren, wozu die bisherigen Astronomengenerationen an Mikroskop bzw. Irisblendenphotometer oft Monate benötigten. Man zählt in kleinen Quadraten auf der photographischen Platte alle Sterne bis zu einer festgelegten Grenzgröße. Diese Grenzhelligkeit ist hierbei durch das photographische Material festgelegt, und die Größe der Zählquadrate wird so gewählt, daß einerseits eine hohe räumliche Auflösung erreicht wird, sich andererseits aber auch genug Sterne finden, um eine statistisch signifikante Aussage über die Extinktion erhalten zu können (Rossano, 1980). In dieser Arbeit wurde in der Regel mit Quadraten der Seitenlänge 1.6 mm (entsprechend 1'8) gearbeitet, in wenigen Fällen mußte jedoch auf eine Auflösung von 2.4 mm (entsprechend 2'7) zurückgegangen werden. Die so ermittelten Sternzahlen $N(m_{lim})$ erhält man im B.& S.-Modell schon bei einer geringeren Helligkeit $N(m_{lim}) = N(m_{B\&S})$. Die Differenz $m_{lim} - m_{B\&S} = A(\tilde{x}, \tilde{y})$ gibt die Absorption in Größenklassen in dem ausgezählten Quadrat an (Dickman, 1978a). Mit den so gewonnenen Absorptionswerten läßt sich nun für die beiden untersuchten Spektralbereiche die räumliche Verteilung der Absorption kartieren (Abb. 16).

Rossano (1980) hat die statistische Genauigkeit dieses Ver-

fahrens eingehend untersucht. Unter der Annahme, daß die Sternzahlen der Poisson-Statistik gehorchen, erhält er für den sich aus statistischen Schwankungen ergebenden Fehler der Absorptionswerte :

$$\sigma_{A_v} = \frac{\lg(1 + 1/\sqrt{N^*})}{d(\lg N)/dm} \quad (25)$$

Aus den Diagrammen der Abbildung 14 ist eine Steigung ($d(\lg N)/dm$) im "oberen" Teil des Wolf-Diagramms von typischerweise 0.3 abzulesen. Wenn in jedem Zählquadrat wenigstens zehn Sterne gefunden werden, ergibt sich also, daß der resultierende Fehler in der Absorption besser als $\sigma_{A_v} = 0^m.4$ sein sollte. Tatsächlich wurde z. B. kein "Absorptionswert" von kleiner als $-0^m.3$ aus den Sternzählungen berechnet. Rossano (1980) schätzt außerdem ab, daß diese Genauigkeit für eine Grenzgröße $m_{lim} = 20^m$ bei einer galaktischen Breite $|b| = 20^\circ$ und einem Auflösungsvermögen $\varphi = 2.5$ (diese Arbeit : $m_{lim} = 21^m$, $|b| < 50^\circ$ und $\varphi = 1.8$ (2.7)) über einen Dynamikbereich von $\delta A_v = 4^m$ eingehalten wird. Wie man an den in Abbildung 16 dargestellten Karten erkennt, ist das in etwa der in dieser Untersuchung behandelte Bereich.



ABS C-019/OV B



ABS C-019/OV R



ABS C-021/OV B



ABS C-021/OV R

Abbildung 16: Konturkarten der analysierten Dunkelwolken

Isophoten : $0.5, 1.0, \dots$ ($A_{B,R}$)

Maßstab : $\text{---} 10'$

Auflösung : $1:8$ ($2:7$)

S
W + O
N

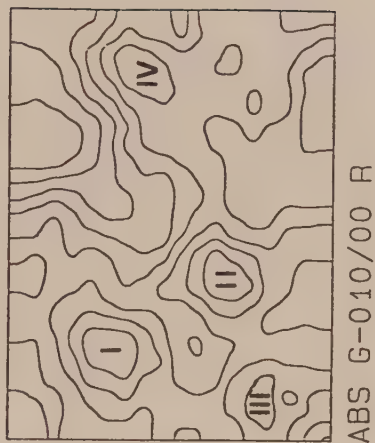
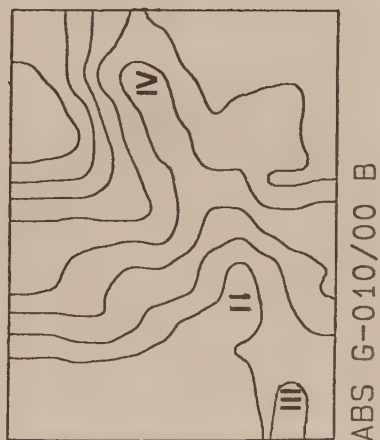


Abbildung 16: . Fortsetzung

S O
W N



ABS G-014/01 R



ABS G-014/02 R



ABS G-014/01 B



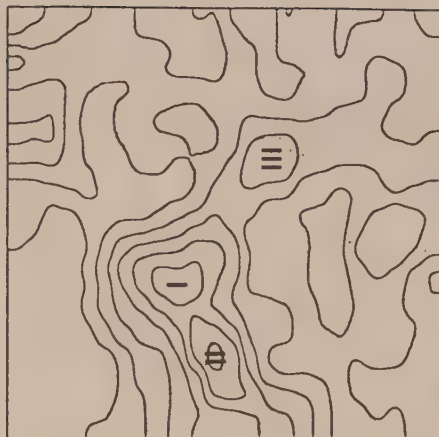
ABS G-014/02 B

Abbildung 16: Fortsetzung

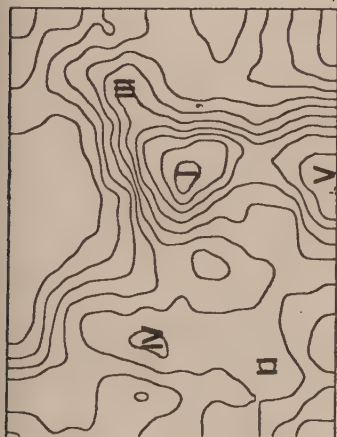
S + O
W + N



ABS G-014/03 R



ABS G-014/04 R



ABS G-014/03 B



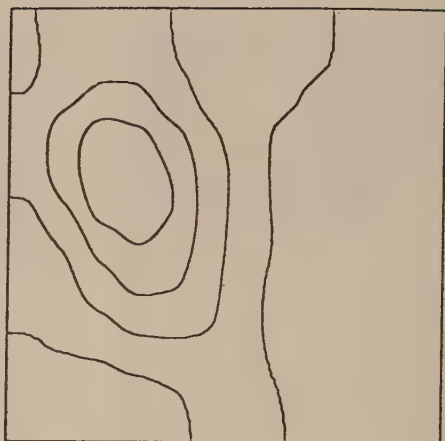
ABS G-014/04 B

Abbildung 16: Fortsetzung

S O
W N

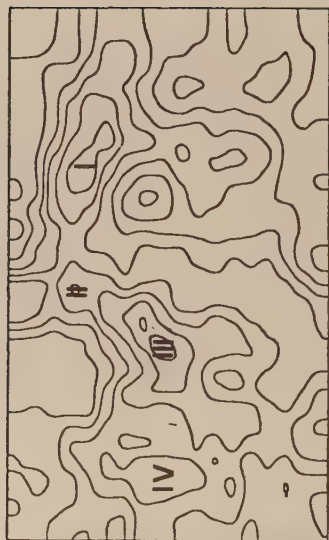


ABS C-024/00 R



ABS C-286/00 R

S
W + 0
N



ABS C-024/00 B



ABS G-286/00 B



ABS G-195/00 R

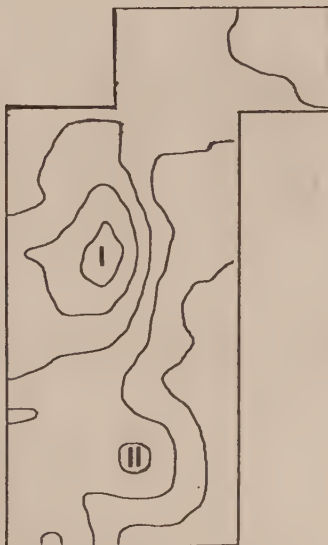


ABS G-195/00 B

S
W + 0
N



ABS G-192/00 B



ABS G-192/00 R



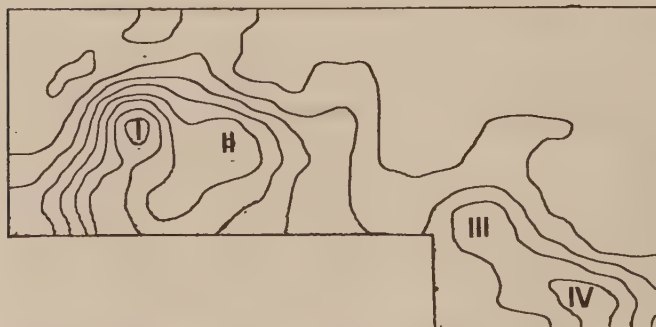
ABS G-194/00 R



ABS G-194/00 B

Abbildung 16: Fortsetzung

S
W + O
N



ABS G-196/00 B



ABS G-196/00 R

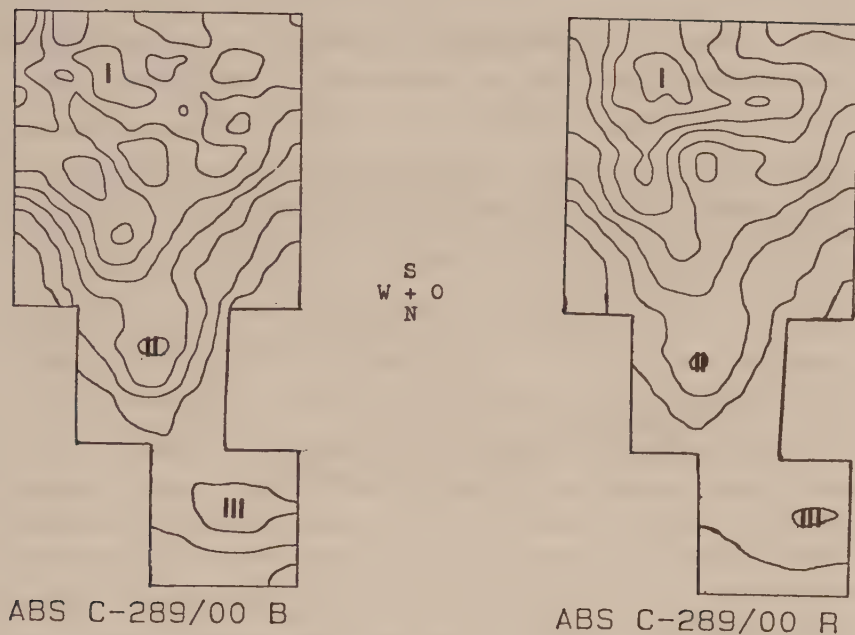


Abbildung 16: Fortsetzung

Die Unterbereiche der Massenbestimmung in den verschiedenen Wolkenkomplexen wurden mit römischen Ziffern unterschieden (vgl. Tab. 10).

3. Extraktion physikalischer Dunkelwolkenparameter

Die in Kapitel 2 beschriebenen Methoden der automatisierten Sternzählungen liefern Karten der Absorptionsverteilung. Zusätzlich ist, sozusagen als Schlüssel für die physikalische Auswertung des Kartenmaterials, die mittlere Entfernung der die Absorption verursachenden interstellaren Materie bekannt. Somit sind die absoluten Dimensionen der Dunkelwolken meßbar, da gilt :

$$r = d \tan(\varphi) \approx d \tilde{r} \cdot 3.258 \cdot 10^{-4} \text{ rad/mm} \quad (26)$$

r : absolute Dimension
d : Entfernung der Dunkelwolke
 φ : scheinbare Abmessung am Himmel
 $\tilde{r}$: Größe auf der ESO/SRC Photographie

(Im folgenden bezeichnen die mit $\sim$ versehenen Größen scheinbare Abmessungen auf der Photoplatte, d die Entfernung, r einen radialen Abstand (z.B. vom Zentrum einer Wolke) sowie R den Radius der Wolke.)

3.1. Massenbestimmung von Dunkelwolken

Kombinierte Beobachtungen der Radiostrahlung interstellarer Materie zeigen im Vergleich mit optischen Daten der durch diese Materie verursachten Extinktion deutlich einen linearen Zusammenhang zwischen der gesamten im Sehstrahl befindlichen Säulendichte in Wasserstoffatomen je cm^2 (ionisiert + atomar + molekular) und der visuellen Absorption in Größenklassen. Ein allgemein akzeptierter Wert für diese Relation stammt von Bohlin, Savage & Drake (1978) und liefert, zusammen mit dem von Schalen (1975) ermittel-

ten Wert für das Verhältnis von totaler zu selektiver Absorption $A_V/E(B-V) = 3.1$, die Gleichung :

$$\frac{N_H(\text{total})}{\text{cm}^{-2}} = 1.9 \cdot 10^{21} \frac{A_V}{\text{mag}} \quad (4)$$

Die Gültigkeit dieser Beziehung, die ursprünglich nur für Absorptionen $A_V \leq 1^m$ verifiziert wurde, ist von Dickman (1978b) für Absorptionswerte bis zu $A_V \leq 10^m$ nachgewiesen worden. Er stellte außerdem fest, daß Abweichungen von dieser Beziehung nur in extrem kompakten Molekülwolkenkernen ($n \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$) auftreten. Solche Kerne sind jedoch, worauf später noch eingegangen wird, nicht Gegenstand dieser Untersuchung. Da die Extinktion vorwiegend durch interstellare Staubteilchen zustande kommt, deren Querschnitt in der Größenordnung der Lichtwellenlänge liegt :

$$A_\lambda = k_* N_d Q_\lambda \pi a^2 \quad (27)$$

N_d : Säulendichte des Staubes (Teilchen pro Fläche)
 Q_λ : Wirkungsgrad der Extinktion (= Streuung + Absorption)
 a : mittlerer Teilchenradius
 $k_* = 2.5 \lg(e) \approx 1.086$,

ist Gleichung (4) nur zu erklären, wenn das Verhältnis von Gas zu Staub im wesentlichen überall in der Milchstrasse gleich ist. In den erwähnten Molekülwolkenkernen ist also entweder diese Bedingung nicht mehr erfüllt, oder die Staubteilchen sind dort verändert (haben z.B. einen erhöhten Radius durch Molekülkondensation auf den Staub).

Es ist nun also prinzipiell möglich, Karten der visuellen Absorption in solche der totalen Wasserstoffsäulendichte umzurechnen. In unserem Falle liegen uns jedoch Karten im roten

($\lambda_{\text{eff}} = 700 \text{ nm}$) bzw. blauen ($\lambda_{\text{eff}} = 440 \text{ nm}$) Spektralbereich vor. Um hieraus jeweils Werte der visuellen Absorption berechnen zu können, muß von der Gültigkeit des interstellaren Absorptionsgesetzes ausgegangen werden. Dieses "Gesetz" beschreibt den Verlauf der Extinktion als Funktion der Wellenlänge (Savage & Mathis, 1979). Da dieser aber laut Gleichung (27) von der Chemie (Q_λ) und der Teilchengröße (a) abhängt, die wir ohnehin, zumindest in den hier untersuchten Gebieten, als konstant angesehen hatten, bedeutet dieses keine weitere Einschränkung der Gültigkeit unserer Überlegungen. Das z.B. von Savage und Mathis (1979) tabellierte Extinktionsgesetz liefert für die Umrechnung von Rot- bzw. Blauabsorptionen in visuelle Absorption:

$$\frac{A_V}{A_B} = 0.756 \quad \frac{A_B}{A_R} = 1.337 \quad (28)$$

Gleichung (4) zusammen mit den Gleichungen (28) ermöglichen also die Erstellung von Karten der Säulendichte der interstellaren Materie in der Dunkelwolke. Gleichzeitig eröffnet die Beziehung (28) eine Testmöglichkeit für die Genauigkeit der gesamten Reduktionsmethode. In Tabelle 9 sind z.B. in der Spalte $\langle A_V \rangle$ die mittels Gleichung (28) berechneten Werte der mittleren visuellen Absorption (s. Kap. 2.5) aufgeführt. Die zweite Zahl in dieser Spalte gibt den Fehler des durch Mittelung aus den Ergebnissen für den R- bzw. B-Bereich erhaltenen Wertes an. Wie zu erkennen ist, liegt der Fehler im Rahmen dessen, was nach Kap. 2.5 und Kap. 2.6 zu erwarten ist. Die Methode der automatischen Sternzählung, sowie die Kalibration über das Bahcall & Soneira Milchstrassenmodell, sind also hinreichend genau und enthalten keine systematischen Fehler.

Eine Berechnung der Dunkelwolkenmasse ließe sich aus Säulen-

dichtekarten als Integral über die von der Wolke bedeckte Fläche (S) darstellen. Da es sich um ein digitales Bild handelt, ist das Integral durch eine Riemann'sche Summe anzunähern :

$$M_{dc} = m_H \int_S N_H(\text{total}) \, df \approx m_H \sum_S N_H(\text{total}) (\Delta x \Delta y)$$

($m_H = 1.6725 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$: Masse eines Wasserstoffatoms) Die Summe erstreckt sich über alle zur Wolke gehörigen Bildelemente (S). Die absoluten Dimensionen, die den Abmessungen ($\Delta \bar{x} = \Delta \bar{y}$) eines digitalen Bildelementes in der Entfernung der Dunkelwolke entsprechen, sind durch Gleichung (26) bekannt. Zusammen mit Gleichung (4) läßt sich die Masse nun direkt aus den Karten der visuellen Absorption ermitteln :

$$M_{dc} = m_H (1.9 \cdot 10^{\frac{21}{\text{mag}}} \frac{\text{cm}^{-2}}{\text{mag}}) (\Delta \bar{x} * 67.2''/\text{mm} * d)^2 \left[\sum_S A_v - S A_0 \right]. \quad (29)$$

Der letzte Term in Gleichung (29) berücksichtigt, daß es sich hier in der Regel nicht um isolierte Dunkelwolken handelt, sondern um Verdichtungen in größeren Wolkenkomplexen. Daher ist bei der Massenbestimmung die durch diese Komplexe erzeugte "Vordergrundabsorption" (A_0 : Definition s. Gl. (31) Abschnitt 3.2.1) zu subtrahieren. In den Abbildungen 16 sind Verdichtungen, für die eine solche Massenbestimmung vorgenommen wurde, mit römischen Ziffern versehen. Die gewonnenen Werte sind in Tabelle 10 aufgeführt.

3.2. Innere Struktur der Dunkelwolken

3.2.1. Die Wolkengröße

Die enge Beziehung zwischen der Absorption durch interstellare Materie und der sie verursachenden Gas- und Staubmengen (Gl. 4) erlaubt es, aus den Absorptionskarten die genaue räumliche Verteilung dieser Materie zu bestimmen. Diese Frage der Verteilung und der sich daraus ergebenden Physik der interstellaren Wolken ist von besonderem Interesse, da man heute allgemein annimmt, daß in diesen Materieverdichtungen Sterne entstehen (s. Kap. 4). Die bereits erwähnten Verdichtungen (s. Kap. 3.1), die sich in den Absorptionskarten zeigen, wurden in diesem Sinne weiter untersucht. Als erstes wurden für alle annähernd rund oder elliptisch erscheinenden "Klumpen" mittlere Radialprofile ($A(r)$) gebildet :

$$A(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} A(r, \varphi) d\varphi, \quad (30)$$

wobei für die elliptischen Wolken gilt :

$$r = \sqrt{a^2 \cos^2(\varphi - \varphi_0) + b^2 \sin^2(\varphi - \varphi_0)} \quad (31)$$

mit : a : große Halbachse
 $b = a \cos(i)$: kleine Halbachse
 i : Inklination
 φ_0 : Positionswinkel der großen Halbachse.

Es zeigte sich, daß diese Radialprofile gut durch Gaußkurven angenähert werden können :

$$A(r) = A_C e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}} + A_O, \quad (32)$$

wobei die A_c , A_o sowie σ durch Anpassung ermittelt werden.

In Tabelle 10 ist die halbe Halbwertsbreite (HWHM) der angepaßten Kurven als Radius der Wolken angegeben ($R_{dc} = 2 \sigma \ln(2)$). Der angegebene Fehler bezieht sich wieder auf die Mittelung der für den B- und R-Bereich getrennt ermittelten Werte inklusive des Fehlers, der durch die Unsicherheit in der Entfernung hinzukommt. Zusammen mit den in Abschnitt 3.1 gefundenen Massen dieser Wolken lassen sich schon Aussagen im Hinblick auf die Physik dieser Materieansammlungen machen. (s. Kap. 4).

Tabelle 10

Nr. Object	R_{dc}	σ_R	d	M_{dc}	M_J	M_{vir}	$\langle n_H \rangle$	β	O_β
	pc	pc	pc	$M_\odot$	$M_\odot$	$M_\odot$	cm^{-3}		
1 C-019	0.920	0.092	800	86	89	90	1065	1.02	0.04
2 C-015	0.872	0.175	500	82	85	86	1192	----	----
3 C-021 I	0.682	0.073	590	63	66	69	1910	0.85	----
4 C-021 II	0.793	0.081	590	67	77	77	1298	0.99	0.08
5 C-021 III	0.894	0.321	590	45	87	67	614	0.77	0.14
6 C-021 IV	0.709	0.073	590	20	69	41	529	0.65	0.04
7 G-014 I	0.695	0.056	450	75	68	72	2156	0.90	0.07
8 G-014 II	1.784	-----	450	200	174	130	340	0.25	0.02
9 G-014 III	-----	-----	520	----	----	----	----	----	----
10 G-014 IV	0.597	0.123	520	38	58	57	1712	----	----
11 G-014 V	0.612	0.120	520	47	60	60	1973	1.06	0.02
12 G-014 VI	0.622	0.120	520	42	60	60	1695	----	----
13 G-014 VII	0.658	0.078	620	26	64	52	868	0.57	0.02
14 G-014 VIII	0.734	0.114	620	19	71	37	464	----	----
15 G-014 IX	0.919	0.106	620	155	89	102	1926	0.96	0.08
16 G-014 X	0.633	0.100	620	21	62	47	785	----	----
17 G-014 XI	-----	-----	620	132	----	----	----	----	----
18 G-014 XII	1.063	0.163	590	167	103	118	1344	0.79	0.05
19 G-014 XIII	0.475	0.122	590	56	46	48	5005	0.69	0.03
20 G-014 XIV	0.602	0.084	590	25	59	51	1107	1.09	0.03
21 G-010 I	0.447	0.178	450	22	43	42	2402	----	----
22 G-010 II	0.583	0.113	450	40	57	56	1926	----	----
23 G-010 III	0.252	0.035	450	2	25	18	1208	----	----
24 G-010 IV	0.589	0.114	450	35	57	55	1636	----	----
25 C-024 I	-----	-----	540	80	----	----	----	----	----
26 C-024 II	-----	-----	540	----	----	----	----	----	----
27 C-024 III	-----	-----	540	220	----	----	----	----	----
28 C-024 IV	-----	-----	540	81	----	----	----	----	----
29 C-286	0.208	0.061	170	5	20	19	5155	----	----
30 G-192 I	1.485	0.192	675	169	144	133	499	----	----
31 G-192 II	0.881	0.111	675	44	86	66	626	0.59	0.04
32 G-196 I	1.230	0.147	880	226	97	141	1173	0.97	0.02
33 G-196 II	1.726	0.288	880	270	168	175	508	0.73	0.10
34 G-196 III	0.958	0.104	880	58	93	76	640	1.07	0.01
35 G-196 VI	0.429	0.045	880	3	42	11	404	----	----
36 C-289 I	1.263	-----	600	124	123	114	597	----	----
37 C-289 II	1.831	0.306	600	365	178	208	575	0.58	0.00
38 C-289 III	0.756	0.134	600	26	74	50	586	----	----
39 G-194 I	0.149	0.081	130	2	14	13	4674	----	----
40 G-194 II	0.138	0.074	130	1	13	12	5148	1.08	0.11
41 G-195 I	0.230	0.020	150	8	22	21	6354	0.76	0.06
42 G-195 II	0.168	0.022	150	2	16	14	3465	----	----
43 G-195 III	0.176	0.014	150	1	17	14	1950	----	----

M_J : Jeans-Masse (s. Abschnitt 4.2.1.)

M_{vir} : Virial-Masse (s. Abschnitt 4.2.2.)

β : Exponent der Dichteverteilung (s. Abschnitt 3.2.2.)

3.2.2. Der radiale Dichteverlauf

Um aus den in Abschnitt 3.2.1 gewonnenen Absorptionsprofilen auf den Verlauf der Teilchendichte schließen zu können, muß man Annahmen über die dreidimensionale Geometrie der Wolken machen, da man sie ja stets nur in einer zweidimensionalen Projektion erfaßt. Da viele der bisher untersuchten Materieverdichtungen in dieser Projektion annähernd rund erscheinen, ist es plausibel, sie als Kugeln aufzufassen. Weniger plausibel, jedoch aus Gründen der relativ leichteren Handhabung, soll auch für die elliptischen Klumpungen Rotationssymmetrie um die Richtung ihrer großen Halbachse angenommen werden.

Gleichung (4) liefert das Integral über die Teilchendichte entlang eines Sehstrahls durch die Wolke :

$$N = \int_0^s n \, ds \quad (13)$$

Der Beitrag vor und hinter der Wolke sei dabei vernachlässigbar. Die angenommene Geometrie des Problems ist in Abbildung 17 veranschaulicht. Das Integral in Gleichung (13) läßt sich für einen Sehstrahl, der das Wolkenzentrum im Abstand r_j passiert ($N_j = N(r_j)$) wie folgt durch eine Riemann'sche Summe annähern :

$$N_j = \sum_{i=1}^j n_{ij} l_{ij} \quad (33a)$$

Die l_{ij} sind durch die Geometrie vorgegeben :

$$l_{ij} = 2 \sqrt{r_{i-1}^2 - r_j^2} - \sum_{k=i+1}^j l_{kj} \quad (33b)$$

Gleichung (33a) gilt annähernd, wenn $n(r)$ nicht sehr stark

zwischen r_{j-1} und r_j variiert. $\bar{r}_j$ sei der Mittelwert der Projektion des Radiusvektors entlang des Sehstrahls (also ein geometrisch gewichteter Mittelwert). Dann gilt :

$$\bar{r}_j = \frac{1}{\varphi_j} \int_0^{\varphi_j} r \cos(\varphi) d\varphi = \frac{\sqrt{r_{j-1}^2 - r_j^2}}{\arccos \frac{r_j}{r_{j-1}}} \quad (33c)$$

Numerisch geschieht nun die Berechnung des radialen Verlaufes der Dichte in der Wolke über Gleichung (33), indem man sich mit der Anfangsbedingung $r_0 = 2 R_{dc}$ sukzessive in die Wolke "hineintastet", wobei die Schritte durch die Bildraasterung vorgegeben sind ($n_j = n(r_j)$) :

$$n_j = \frac{N_j - \sum_{i=1}^{j-1} n_{ij}}{1_{jj}} \quad (33)$$

Das vorstehend skizzierte Verfahren ist z. B. bei Frerking, Langer & Wilson (1986) beschrieben und wird dort auf radioastronomisch bestimmte Säulendichten angewendet. In dieser Arbeit wurden die Rechnungen wieder für die B- bzw. R-Bereiche getrennt durchgeführt. Innerhalb des Auflösungsvermögens der Sternzählungen liefert dieses Verfahren natürlich nur untere Grenzwerte, sowohl für die Säulendichte ($\sim$ Absorption), als auch für die Teilchendichte. Daher wurde nur für den Bereich $\Delta X < r < 2 R_{dc}$ eine Anpassung der Dichteverläufe an ein Potenzgesetz vorgenommen :

$$n(r) \sim r^{-\beta} \quad (34)$$

Die ermittelten Exponenten (β) (mit Fehler aus Mittelwert der Rechnungen für B bzw. R) sind ebenfalls in Tabelle 10 aufgeführt. Es ergibt sich, von einem Ausreißer abgesehen, ein Mittelwert von $\langle\beta\rangle = 0.85 \pm 0.18$. Die Methode der Absorptionskartierung (s. Kap. 2.6) bedingt, daß Schwankungen in den Absorptionsdaten mit Skalenlängen um die Größe des Zählquadrates und darüber nicht mehr voll erfaßt werden (Rossano, 1980). Somit stellen die ermittelten Werte des Exponenten (β) lediglich einen unteren Grenzwert dar. Ein Wert von $\beta = 1$ erscheint daher plausibel.

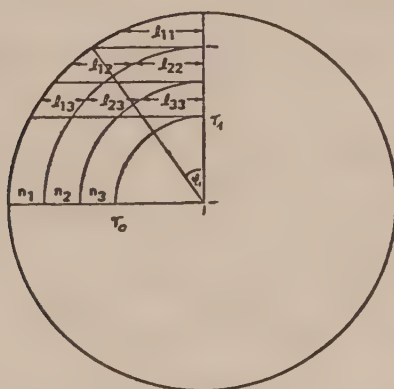


Abbildung 17 : Dichteschichtung

4. Interpretation der Wolkenparameter

4.1. Hierarchische Strukturen im interstellaren Medium (ISM)

Der interstellare Raum enthält geordnete hierarchische Strukturen über wenigstens vier Größenordnungen bezüglich ihrer Abmessungen (Scalo, 1985). Die Komplexe von $L < 1$ kpc Größe ($n \approx 1 \text{ cm}^{-3}$) zeigen sich in den Untersuchungen der räumlichen Verteilung der Absorption an Sternen der Sonnenumgebung ($d < 3$ kpc), wie sie z. B. von Neckel & Klare (1981) durchgeführt wurden, ebenso, wie in Beobachtungen der HI-Emission unserer Milchstrasse (McGee & Murray, 1961). Sie werden, in Analogie zu den ähnlich ausgedehnten Superassoziationen der Sterne (Wray & de Vaucouleur, 1980), Superwolken (SC) genannt (Elmegreen & Elmegreen, 1983). Die nächst kleinere Stufe der Hierarchie mit $L < 100$ pc ($n \approx 100 \text{ cm}^{-3}$) stellen die Riesen-Molekülwolken (GMC) dar (Sanders, Solomon & Scoville, 1984b). Sie sind die dichten Kerne der Superwolken (Sanders et. al., 1984a) und manifestieren sich lokal in Form der großen Dunkelwolkenkomplexe (Dame et. al., 1987). Diese Riesenmolekülwolken enthalten ihrerseits wieder kleinere Verdichtungen ($L < 10$ pc, $n \approx 500 \text{ cm}^{-3}$), die, wegen der Probleme mit der Auflösung radioastronomischer Beobachtungen, nur bei nahen Molekülwolken nachgewiesen wurden (Perault, Falgarone & Puget, 1985). Sie stellen schließlich Anhäufungen von "Klumpen" mit $L = 0.1$ bis 1 pc ($n \approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$) dar und sind weitgehend mit den von Lynds (1962) und Feitzinger & Stüwe (1984, 1986a) kartographierten Dunkelwolken identisch. Die Beobachtung der Linienstrahlung interstellarer Moleküle, die auf Grund der hohen Dichten ($n > 10^6 \text{ cm}^{-3}$) in den Molekülwolkenkernen, aus denen sich die Klumpen zusammensetzen, entstehen, machen es möglich, die

Struktur dieser Objekte bis hinab zu 0.01 pc zu entschlüsseln (Myers & Benson, 1983).

Bemerkenswerter Weise gehorchen alle diese Strukturen einheitlichen Skalierungsgesetzen, was ihre Dichte und die als turbulente Bewegung zu deutende Linienverbreiterung (Δv_{turb}) betrifft. Diese Tatsache wurde zunächst von Larson (1981) für die GMC bis herab zu deren Klumpungen ($100 \text{ pc} < L < 1 \text{ pc}$) gezeigt. Im Bereich dieser Größenordnungen entsprechen die Turbulenzen Überschallbewegungen. Myers (1983) hat mittels Daten der NH_3 -Linienstrahlung für die sehr dichten Kerne ganz ähnliche Relationen gefunden. Hier entspricht die Turbulenz jedoch Unterschallbewegungen :

$$\langle n_{\text{H}_2} \rangle \sim R^{-1} \quad \text{bzw.} \quad \sigma_{\text{turb}} \sim R^{+0.5} \quad (35)$$

Diese Korrelationen lassen vermuten, daß alle Strukturen, von den größten diffusen Superwolken bis zu den kleinsten dichten Molekülwolkenkernen, von den gleichen Fragmentierungsprozessen erzeugt werden, und das unabhängig davon, ob sie vorwiegend aus atomarem oder molekularem Material bestehen (Tereby et. al., 1986).

Diese Dissertation beschäftigt sich aus den in Kapitel 2 geschilderten Gründen mit den Dunkelwolken, die auf den Schmidt-Spiegel - Aufnahmen der Südhimmelsurveys scheinbare Abmessungen von wenigen Zentimetern haben. Da Dunkelwolken in der Regel nicht weiter als bis zu einer Entfernung von $d < 1 \text{ kpc}$ beobachtet werden können (und in dieser Arbeit auch nicht beobachtet wurden), bedingt das eine maximale Größe der untersuchten Wolken von etwa $L_{\text{max}} \approx 15 \text{ pc}$. Die in Kapitel 3 ausgeführten Auflösungs-

beschränkungen bedingen, zusammen mit einer unteren Entfernungsgrenze der Wolken von ca. 150 pc, daß die kleinsten der analysierten Strukturen bei etwa $L_{\min} \approx 0.08$ pc liegen. Wie auch die Daten in Tabelle 4 zeigen, bedeutet das, daß hier die obengenannten Klumpen ($R = 0.1$ pc bis 1 pc) Gegenstand der Untersuchung sind. Die Dunkelwolkenkomplexe bilden die nächst höhere hierarchische Stufe. Die Wolkenkerne, von denen eventuell mehrere in einem solchen Klumpen enthalten sein können, stellen die nächst tiefere, hier räumlich nicht erfaßte Ebene dar.

Tabelle 11

Ebene	Größe in pc	mittlere Dichte in cm^{-3}	Bezeichnung
I	1000	1	HI-Superwolken (SC's)
II	100	100	Riesenmolekülwolken (GMC's)
III	10	500	Dunkelwolkenkomplexe
IV	1	3000	Dunkelwolken
V	0.1	30000	Molekülwolkenkerne (MCC's)

4.2. Stabilität

4.2.1. Das Jeans-Kriterium

Ab einer gewissen Grenze, die durch das sogenannte Jeans-Kriterium gegeben ist, ist eine Materieansammlung, bei Vernachlässigung anderer Kräfte und Energien, nicht mehr im hydrostatischen Gleichgewicht. Das bedeutet, daß sich die Gravitation der Materieteilchen und der thermische Gasdruck nicht mehr die Waage halten. Kollaps erfolgt, wenn die Gravitation überwiegt :

$$M_{dc} > M_J = \frac{\sqrt[3]{\frac{4}{3}} \pi^2 k}{m_H G} T R_{dc} = 97.25 \frac{T}{10 \text{ K}} \frac{R_{dc}}{1 \text{ pc}} M_{\odot} \quad (36)$$

wobei : k : Boltzmann-Konstante
 G : Gravitationskonstante
 T : kinetische Temperatur
 M_J : Jeans-Masse
 M_{dc} : Masse der Dunkelwolke
 R_{dc} : Radius der Dunkelwolke

Über die Temperatur der in dieser Arbeit untersuchten Dunkelwolken läßt sich auf Grund der hier gewonnenen Daten nichts sagen. Radioastronomische Beobachtungen der Linienstrahlung verschiedener, in Wolken mit Teilchendichten in der Gegend von $10^4 \dots 6 \text{ cm}^{-3}$ vorkommender Moleküle ergeben übereinstimmend kinetische Temperaturen von $T \approx 10 \text{ K}$ (Myers, Linke & Benson, 1981). Im Dichtebereich von $n \approx 100 \text{ cm}^{-3}$, in dem die Wolken der Tabelle 10 zum Teil auch liegen, kann die Temperatur auf 35 K steigen (Arquilla & Goldsmith, 1985). In Abbildung 18 sind die Wolkenmassen gegen ihre Radien aufgetragen. Zum Vergleich ist die Jeans'sche Grenze als gestrichelte Linie mit eingezeichnet, und zwar für die Temperaturen $T = 10, 20, 30 \text{ K}$. Außerdem ist die Jeansmasse für $T = 10 \text{ K}$ in Tabelle 10 für die einzelnen Wolken mit angegeben. Da das Jeans-Kriterium mit den hier gemachten einfachen Annahmen eine Minimalforderung für gravitative Stabilität darstellt, steht fest, daß wenigstens ein Drittel der untersuchten Kondensationen wahrscheinlich nicht gravitativ gebunden sind. Die sich hier andeutende, aber wegen der kleinen und auf keinen Fall repräsentativen Auswahl an Objekten natürlich nicht zwingende Konsequenz ist bereits seit einiger Zeit bekannt.

Würden alle interstellaren Wolken, die auf Grund ihrer Kompaktheit dem Jeans-Kriterium für gravitativen Kollaps genügen, tatsächlich Sterne bilden, so müßte die Sternentstehungsrate erheblich über der heute tatsächlich beobachteten liegen (Zuckerman & Evans, 1974). Eine realistischere Betrachtung der Wolkenstabilität, die auch die tatsächlich beobachtete Dichtestruktur, sowie turbulente Bewegungen in den Wolken mit berücksichtigt wird im folgenden Abschnitt an Hand des Virialsatzes durchgeführt.

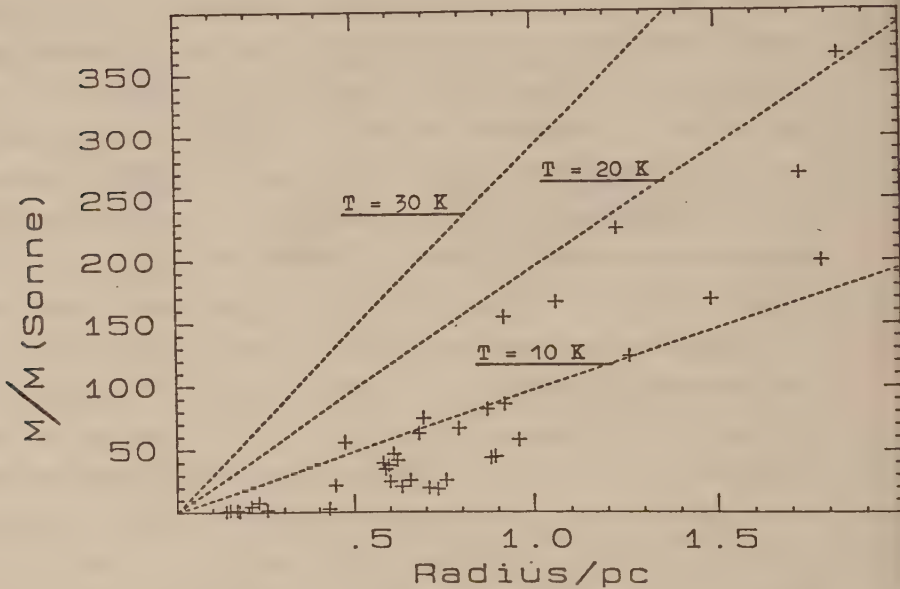


Abbildung 18 : Masse - Radius Diagramm

4.2.2. Der Virialsatz

Ein anderes Stabilitätskriterium, das auf der Gleichverteilung der Energien eines Systems (im zeitlichen Mittel) beruht, ist der Virialsatz (Spitzer, 1978) :

$$E_{pr} + E_{grav} = 2 E_{th} + 2 E_{turb} \quad (37)$$

$E_{pr} = 3 P_{ext} V_{dc}$ (innere Energie gegen äußeren Druck)

$E_{grav} = \frac{3-\beta}{5-2\beta} \frac{G M^2}{R}$ (gravitative Energie) V_{dc} : Volumen der Wolke

$E_{th} = \frac{3}{2} k T$ (thermische Energie) β : Exponent des Dichteabfalls

$E_{turb} = \frac{1}{2} M \sigma_{turb}^2$ (Turbulenzenergie) σ_{turb} : Varianz der Turbulenzgeschwindigkeiten

Realistischerweise müßten auf der rechten Seite der Gleichung (37) noch die Energien, die in der Wolkenrotation sowie im Magnetfeld stecken, aufgeführt werden. Sie spielen sicherlich bei der Entwicklung der Wolken eine Rolle. Leider ist darüber zur Zeit noch sehr wenig bekannt. Arquilla (1984) hat für einige wenige Wolken eine Rotation festgestellt und auch Ideen entwickelt, wie diese über das Magnetfeld im Zuge der Fragmentation abgebremst werden. Über die Magnetfeldstärken und -orientierungen existiert auch noch relativ wenig Material. Neuere Arbeiten von Tamura et. al. (1987), die auf kombinierten Absorptions- und Polarisationsmessungen an Sternen durch Wolken hindurch beruhen, haben, ebenso wie die Beobachtung der Zeeman-Aufspaltung von MolekülabSORPTIONSLINIEN durch Crutcher et. al. (1987), eine vage Korrelation zwischen Feldstärke und Teilchendichte aufgezeigt. Auf Grund der Dürftigkeit des Datenmaterials, und weil diese Effekte sich ohnehin nur senkrecht zu einer Symmetrieachse auswirken, sollen sie im folgenden vernachlässigt

werden.

Die Turbulenz ist hier natürlich ebenso wie die Temperatur nicht direkt bestimmt worden. Wie bereits erwähnt, zeigen alle bisher beobachteten interstellaren Wolken eine Korrelation der Turbulenz mit der Wolkengröße (Gl. 35). Zur Berechnung der "Virialmasse" (Gl. 38) wurde daher die Gültigkeit der von Falgarone & Puget (1986) angegebenen Beziehung $\sigma_{\text{turb}} = 0.38 \text{ km/s} \sqrt{R/\text{pc}}$ angenommen. Der ebenfalls angenommene äußere Druck gilt für eine kinetische Temperatur der Wolkenumgebung von $T = 37 \text{ K}$ und einer Teilchendichte von $n = 100 \text{ cm}^{-3}$, was den typischen Bedingungen in der, oben als Dunkelwolkenkomplexe bezeichneten, nächst höheren Hierarchiestufe (Tabelle 11) entspricht.

Zur Berechnung der Gravitationsenergie wurde für den Dichteverlauf ein Exponentialgesetz angenommen. Die Virialmassen der Tabelle 10 wurden für den Fall $\beta = 1$ (s. Kap. 4.2.2) berechnet :

$$\frac{M_{\text{vir}}}{M_{\odot}} = \left[86.42 \frac{T}{10\text{K}} + 45.21 \frac{R_{\text{dc}}}{1\text{pc}} - 31.98 \frac{1000 \text{ cm}^{-3}}{\langle n \rangle} \right] \frac{R_{\text{dc}}}{1\text{pc}} . \quad (38)$$

Wie die Daten in Tabelle 10 zeigen, liegen die ermittelten Wolkenmassen alle näher bei der Virial- als bei der Jeansmasse. Dies ist eine weitere, durch radioastronomische Untersuchungen bereits bekannte Eigenschaft der Wolken der oberen (einschließlich der hier beobachteten) Hierarchieklassen. Sie erscheinen "virialisiert", folgen also in ihren Eigenschaften im wesentlichen dem Virialsatz (Myers, 1985) und befinden sich somit in einem energetischen Gleichgewicht.

4.3. Die "Larson"-Relation

Die Entstehung der in Abschnitt 4.1 beschriebenen hierarchischen Strukturen wird heute erst in Ansätzen verstanden. Das liegt zum Teil daran, daß hier nichtlineare Prozesse (Überschallturbulenzen) eine Rolle spielen. Eine analytische Behandlung der Probleme ist daher schwierig, und numerische Rechnungen scheitern an der heute noch zu geringen Kapazität der zur Verfügung stehenden Rechner. Zum anderen sind die physikalischen Bedingungen in diesen Strukturen, vor allem in den unteren Hierarchieklassen, nur unzureichend und für wenige Stichproben bekannt. Der Schlüssel zum Verständnis scheint in der "Larson"-Relation (Gl. 35) zu liegen. Abbildung 19 zeigt diesen Zusammenhang über drei Größenordnungen der Abmessungen dieser Objekte. Zusätzlich eingezeichnet sind die in dieser Arbeit gewonnenen Daten. Es ist sehr gut zu erkennen, daß auch sie dem bekannten Trend folgen. Das verdeutlicht die Güte und die Genauigkeit der Entfernungsbestimmung. Eine Anpassung nach der "Methode der kleinsten Fehlerquadrate" an alle Daten ergibt :

$$\lg \frac{\langle n \rangle}{\text{cm}^{-3}} = -1.338 + 0.253 \lg \frac{R}{\text{pc}} + 3.083 - 0.003 \quad (39)$$

In Abschnitt 3.2.2 wurde gezeigt, daß auch der radiale Dichteverlauf der untersuchten Klumpungen einem Potenzgesetz mit $\beta = 1.0 \pm 0.4$ folgt. Hieraus ergibt sich unmittelbar, daß auch die "Larson"-Relation den gleichen Exponenten aufweisen sollte, in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung. Schließlich führt ein β nahe eins auch zur Virialmasse, was auch durch die Daten belegt wird. Die Kenntnis dieses Exponenten β ist von zentraler Bedeutung, wenn man die Prozesse analysieren will, die zu den

beobachteten Strukturen führen. Tabelle 12 zeigt eine Zusammenstellung der bisher veröffentlichten Werte.

Tabelle 12

Quelle		β	σ_β	Beob.	r
Tomita et. al.	(1979)	1.5*	0.4	A_v	$0.10 \text{ pc} \dots 1.00 \text{ pc}$
Snell	(1981)	2.0**	0.5	CO	$< 0.20 \text{ pc}$
Myers	(1983)	1.0	0.3	NH	$0.01 \text{ pc} \dots 0.50 \text{ pc}$
Arquilla	(1984)	2.0**	0.5	CO	$< 1.50 \text{ pc}$
Cernicharo et. al.	(1985)	1.3	0.2	A_v	$0.10 \text{ pc} \dots 1.00 \text{ pc}$
Frerking et. al.	(1986)	0.8	0.2	CO	$0.05 \text{ pc} \dots 0.20 \text{ pc}$
diese Arbeit	(1987)	1.0	0.4	A_v	$0.10 \text{ pc} \dots 2.00 \text{ pc}$

*laut Cernicharo et. al. (1985) **Daten sind mit $\beta = 2$ verträglich

Eine isotherme Gaswolke im hydrostatischen Gleichgewicht sollte $\beta = 2$ aufweisen, die Beobachtungen deuten aber auf einen kleineren Wert. Da die Bedingung der Isothermie recht gut erfüllt zu sein scheint, andererseits aber doch ein energetisches Gleichgewicht herrscht (Virialsatz), müssen außer der Gravitation noch andere Prozesse, wie Turbulenz oder Magnetfelder, berücksichtigt werden. Wie groß deren Einfluß ist, hängt unter anderem davon ab, wie stark β von 2 abweicht.

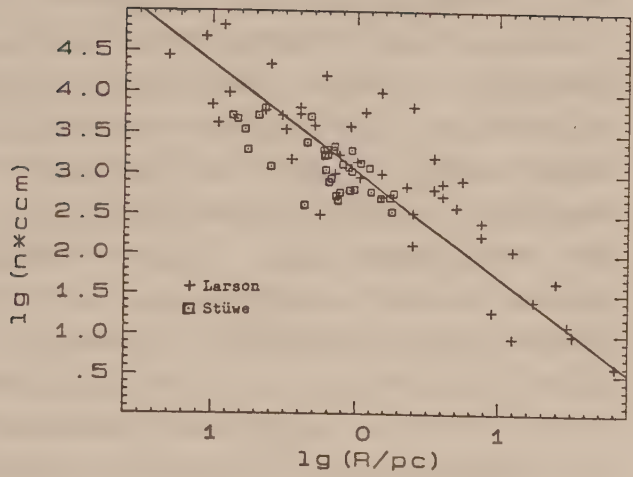


Abbildung 19 : "Larson" - Relation

5. Zusammenfassung und Ausblick

Die hier vorgestellte Methode der physikalischen Analyse interstellarer Dunkelwolken geht von bereits gesammelten Daten (Photoplatten) aus. Vergleiche der gewonnenen Dunkelwolkenparameter mit unabhängig ermittelten Daten zeigen, gleiche oder bessere Güte. Verglichen mit den in der Einleitung erwähnten optischen Methoden ist das hier vorgeführte Verfahren sowohl in Bezug auf die räumliche Auflösung, als auch auf die Genauigkeit der Entfernungsbestimmung älteren Verfahren überlegen. Radioastronomische Messungen vergleichbarer Auflösung sind demgegenüber extrem zeitaufwendig. Das Verfahren liefert also mit relativ geringem Aufwand sehr gute Ergebnisse und ist deshalb in hervorragender Weise dazu geeignet, unser Wissen über die interstellare Materie und der sie strukturierenden Prozesse zu erweitern. Für die Zukunft wäre es wünschenswert, so viele Regionen der Milchstraße wie möglich auf diese Weise zu analysieren. Dadurch würde nicht nur die Datenbasis für die sich in Dunkelwolken abspielenden Prozesse erweitert, sondern auch Aufschluß über die Verteilung der interstellaren Materie in der näheren Umgebung ($d < 2$ kpc) der Sonne erhalten werden. Eine solche Analyse sprengt zwar den Rahmen dieser Doktorarbeit, ist aber mit dem hier entwickelten Verfahren prinzipiell durchführbar.

Die erzielten Ergebnisse bestätigen im wesentlichen die aus Radiodaten vermuteten Verhältnisse in den Dunkelwolken. Die Energieverteilung folgt dem Virialsatz, jedoch sind Dunkelwolken keine isothermen Gebilde im hydrostatischen Gleichgewicht ($\beta < 2$). In diesem Zusammenhang wäre es interessant, einen gan-

zen Dunkelwolkenkomplex mit diesem Verfahren zu untersuchen. Ein ähnliches Unternehmen, jedoch noch mit der klassischen zeitaufwendigen Sternzählungsmethode "von Hand" wurde bereits von Cernicharo & Bachiller (1984) sowie Cernicharo et. al. (1985) in den Dunkelwolkenkomplexen von Taurus, Perseus und Auriga unternommen. Autokorrelationsanalysen, wie sie z. B. von Perault et. al. (1986) an Radiodaten (Perault et. al., 1985) vorgenommen wurden, könnten dann Aufschluß über die Richtigkeit der Modelle hierarchischer Fragmentation (z. B. von Falgarone & Puget (1985, 1986) sowie Bonazzola et. al. (1987)) geben. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Reduktionschema photographischer Aufnahmen bietet hierfür ein Verfahren mit leichtem Zugriff auf die dazu erforderlichen physikalischen Daten.

Bei dann bekannter Entfernung lassen sich auch die in anderen Spektralbereichen gewonnenen Informationen zuordnen. Speziell die beobachtete Gammastrahlung ließe dann z. B. Rückschlüsse auf Intensitätsvariationen der kosmischen Teilchenstrahlung zu. Zumal verbesserte Gammateleskope bereits projiziert sind, die Beobachtungen höherer räumlicher und energetischer Auflösung gestatten. Damit ließe sich dann eventuell auch der noch nicht definitiv bekannte Ursprung dieser hochenergetischen Teilchen lokalisieren. Und dies ist nur ein Beispiel dafür, wie Untersuchungen an galaktischen Dunkelwolken auch andere Gebiete der Astrophysik befruchten können.

Literaturverzeichnis

verwendete Abkürzungen :

A. & A.	Astronomy and Astrophysics
A. & A. S. S.	Astronomy and Astrophysics Supplement Series
A. J.	Astronomical Journal
Ann. Rev. of A. & Ap.	Annual Review of Astronomy and Astrophysics
Ap. J.	Astrophysical Journal
Ap. J. S. S.	Astrophysical Journal Supplement Series
Ap. L.	Astrophysical Letters
Aust. J. Phys.	Australian Journal of Physics
IAU Symp.	Symposium of the International Astronomical Union
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
PASJ	Publications of the Astronomical Society of Japan
VIA	Vistas In Astronomy

Allen C.W. (1964) : "Astrophysical Quantities", p 201, William
Clowes & Sons Ltd., London

Arquilla R. (1984) : Ph.D. thesis, University of Massachusetts

Arquilla R. & Goldsmith P.F. (1985) : Ap. J. 297, 436

Bahcall J.N. (1986a) : Ann. Rev. of A. & Ap., 24, 574

Bahcall J.N. (1986b) : privater Briefwechsel

Bahcall J.N. (1987) : privater Briefwechsel

Bahcall J.N. & Soneira R.M. (1980) : Ap. J. S. S. 44, 73

Bhat Ch.L., Issa M.R., Houston B.P., Mayer Ch. & Wolfendale A.W.
(1985) : Nature 314, 511

Bloemen J.B.G.M. (1985) : Ph.D. thesis, Leiden

Bloemen J.B.G.M., Blitz L. & Hermsen W. (1984) : Ap. J. 279, 136

- Bloemen J.B.G.M., Caraveo P.A., Hermsen W., Lebrun F., Maddalena R.J.,
Strong A.W. & Thaddeus P. (1984) : A. & A. 139, 37
- Bloemen J.B.G.M., Strong A.W., Blitz L., Cohen R.S., Dame T.M.,
Grabelsky D.A., Hermsen W., Lebrun F., Mayer-Hasselwander H.A. &
Thaddeus P. (1986) : A. & A. 154, 25
- Bignami G.F. (1981) : Philosophical Transactions of the Royal
Astronomical Society (London) A 301, 555
- Bignami G.F. & Fichtel C.E. (1974) : Ap. J. 189, L65
- Bohlin R.C., Savage B.D. & Drake F.J. (1978) : Ap. J. 242, 132
- Bok B.J. (1937) : "The Distribution of Stars in Space",
University of Chicago Press, Chicago
- Bonazzola S., Falgarone E., Heyvaerts J., Perault M. & Puget J.L.
(1987) : A. & A. 172, 293
- Brand J. (1986) : Ph.D. thesis, Leiden
- Brandt J.C., Stecher T.P., Crawford D.L. & Maran S.P. (1971) :
Ap. J. 163, L99
- Burton W.B. (1976) : Ann. Rev. of A. & Ap. 14, 275
- Cernicharo J. & Bachiller R. (1984) : A. & A. S. S. 58, 327
- Cernicharo J., Bachiller R. & Duvert G. (1985) : A. & A. 149, 237
- Cesarsky C.J. & Völk H.J. (1978) : A. & A. 70, 367
- Crutcher R.M., Kazes I. & Troland T.H. (1987) : A. & A. 181, 119
- Dame T.M. & Thaddeus P. (1985) : Ap. J. 297, 754
- Dame T.M., Ungerechts H., Cohen R.S., Geus E. de, Grenier I.A.,
May J., Murphy D.C., Nyman L.-A. & Thaddeus P (1987) :
Ap. J. eingereicht
- Dickman R.L. (1978a) : A. J. 83, 363
- Dickman R.L. (1978b) : Ap. J. S. S. 37, 407
- Dolidze M.V. (1980) : Soviet Astronomical Letters, 6, 51
- Elmegreen B.G. & Elmegreen D.M. (1983) : MNRAS 203, 31

- Falgarone E. & Puget J.L. (1985) : A.& A. 142, 157
- Falgarone E. & Puget J.L. (1986) : A.& A. 162, 235
- Feitzinger J.V. & Stüwe J.A. (1984) : A.& A. S. S. 58, 365
- Feitzinger J.V. & Stüwe J.A. (1986a) : A.& A. S. S. 63, 203
- (Corrigendum)
- Feitzinger J.V. & Stüwe J.A. (1986b) : Ap. J. 305, 534
- Feitzinger J.V. & Stüwe J.A. (1986c) : VIA 29, 291
- Frerking M.A., Langer W.D. & Wilson R.W. (1986) : Ap. J.
eingereicht
- Goss W.M., Manchester R.N., Brooks J.W., Sinclair M.W.,
Manefield G.A. & Danziger I.J. (1980) : MNRAS 191, 533
- Hall J.S. (1949) : Science 109, 166
- Hermesen W. (1980) : Ph.D. thesis, Leiden
- Hiltner W.A. (1949) : Science 109, 165
- Houston B.P. & Wolfendale A.W. (1985) : Journal of Physics (G :
Nuclear Physics), 11, 407
- Hulst H.C. van der (1944) : Nederlandse Tijdschrijft voor
Natuurkunde, 11, 209
- Isserstedt J. & Wolf B. (1979) : A.& A. S. S. 36, 423
- Larson R.B. (1981) : MNRAS 194, 809
- Lebrun F. Bennet K., Bignami G.F., Bloemen J.B.G.M, Buccheri R.,
Caraveo P.A., Gottwald M., Hermesen W., Kanbach G.,
Mayer-Hasselwander H.A., Montmerle T., Paul J.A., Sacco B.,
Strong A.W., Wills R.D., Dame T.M.,
Cohen R.S. & Thaddeus P. (1983) : Ap. J. 274, 231
- Lebrun F. & Paul J.A. (1983) : Ap. J. 266, 276
- Lucke P.B. (1978) : A.& A. 64, 367
- Lynds B.T. (1962) : Ap. J. S. S. 7, 1
- Mayer-Hasselwander H.A. (1983) : Space Science Review, 36, 223

- Mayer-Hasselwander H.A. (1985) : "Explanatory Supplement to the
COS-B Final Data Base" from the CARAVANE COLABORATION
- Mayer-Hasselwander H.A., Bennet K., Bignami G.F., Buccheri R.,
Caraveo P.A., Hermsen W., Kanbach G., Lebrun F., Lichti G.G.,
Masnou J.L., Paul J.A., Pinkau K., Sacco B., Scarsi L.,
Swanenburg B.N. & Wills R.D. (1982) : A. & A. 105, 164
- McGee R.X. & Murray J.D. (1961) : Aust. J. Phys. 14, 260
- Middleburg F. (1983) : IHAP Manual, ESO, Garching
- Morfill G.E., Völk H.J., Drury L., Forman M., Bignami G.F. &
Caraveo P.A. (1981) : Ap. J. 246, 810
- Myers P.C. (1983) : Ap. J. 270, 105
- Myers P.C. (1985) : "Protostars & Planets II" p81, ed.:
D.C. Black & M.S. Shapley Matthews, University of Arizona Press,
Tucson, Arizona
- Myers P.C. & Benson P.J. (1983) : Ap. J. 266, 309
- Myers P.C., Linke R.A. & Benson P.J. (1983) : Ap. J. 264, 517
- Neckel Th. & Klare G. (1980) : A. & A. S. S. 42, 251
- Oort J.H., Kerr F.T. & Westerhout G. (1958) : MNRAS 118, 379
- Perrault M, Falgarone E. & Puget J.L. (1985) : A. & A. 152, 371
- Perrault M, Falgarone E. & Puget J.L. (1986) : A. & A. 157, 139
- Petterson B. (1987) : A. & A. 171, 101
- Pollock A.M.T., Bennet K., Bignami G.F., Bloemen J.B.G.M, Buccheri R.,
Caraveo P.A., Hermsen W., Kanbach G., Lebrun F.,
Mayer-Hasselwander H.A. & Strong A.W. (1985) : A. & A. 146, 352
- Riley P.A., Wolfendale A.W., Xu Chun-xian, Manchester R.N.,
Robinson B.J. & Whiteoak J.B. (1984) : MNRAS 206, 423
- Rossano G.S. (1980) : A. J. 85, 1218
- Sanders D.B., Clemens D.P., Scoville N.Z. & Solomon P.M. (1984a) :
IAU Symp. 106,

- Sanders D.B., Solomon P.M. & Scoville N.Z. (1984b) : Ap. J. 276, 182
- Savage B.D. & Mathis J.S. (1979) : Ann. Rev. of A. & Ap. 17, 73
- Scalo J.M. (1985) : "Protostars & Planets II" p201, ed.:
- D.C. Black and M.S. Matthews, University of Arizona Press
- Schalén C. (1975) : A. & A. 42, 251
- Schlickeiser R. (1981) : Fortschritte der Physik, 29, 95
- Schlosser W. & Feitzinger J.V. (1983) : A. & A. 119, 42
- Schlosser W. & Görndt V. (1984) : A. & A. 137, 287
- Schuster H.-E. & West R.M. (1975) : A. & A. 38, 161
- Simpson G. & Mayer-Hasselwander H.A. (1986) : A. & A. 162, 340
- Snell R.L. (1981) : Ap. J. S. S. 45, 121
- Strong A.W., Bignami G.F., Bloemen J.B.G.M., Buccheri R.,
Caraveo P.A., Hermsen W., Kanbach G., Lebrun F.,
Mayer-Hasselwander H.A., Paul J.A. & Wills R.D. (1982) :
A. & A. 115, 404
- Struve O. (1928) : Ap. J. 67, 353
- Swanenburg B.N., Bennet K., Bignami G.F., Buccheri R.,
Caraveo P.A., Hermsen W., Kanbach G., Lichti G.G.,
Masnou J.L., Mayer-Hasselwander H.A., Paul J.A., Sacco B.,
Scarsi L. & Wills R. (1981) : Ap. J. 243, L69
- Tamura M., Nagata T., Sato S., & Tanaka M. (1987) : MNRAS 224, 413
- Tereby S., Fich M., Blitz L. & Henkel C. (1986) : Ap.J. 308, 357
- Tomita Y., Saito T. & Ohtani H. (1979) : PASJ 31, 407
- Tritton K.P. (1977) : Proc. Astron. Soc. Austr. 3, 130
- Trumpler R. (1930) : Lick Observatory Bulletin 14, 154
- Tucholke H.-J. (1983) : Diplomarbeit, Astron. Inst. WWU, Münster
- Vaucouleur G. de (1959) : "Handbuch der Physik", S.311,
Springer Verlag, Berlin
- Vries C.P. de (1986) : Ph.D. thesis, Leiden

- Wells D.C. & Greisen E.W. (1981) : A. & A. S. S. 44, 363
- West R.M. & Schuster H.-E. (1982) : A. & A. S. S. 49, 577
- Wielen R. (1974) : "Highlights of Astronomy", 3, 395,
ed. G. Contopoulos, Dordrecht Reidel
- Wolf M. (1923) : Astronomische Nachrichten, 219, 109
- Wray J.D. & Vaucouleur G. de (1980) : A. J. 85, 1
- Zealey J.W., Ninkov Z., Rice E., Hartley M. & Tritton S.B. (1983) :
Ap. L. 23, 119
- Zuckerman B. & Evans N.J. (1974) : Ap. J. 192, L149

Danksagung

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft möchte ich an dieser Stelle für die Finanzierung dieser Arbeit danken.

Ebenso wichtig für das Gelingen dieser Arbeit war die Kooperationsbereitschaft und das Interesse, das mir alle entgegenbrachten, die ich um Unterstützung ansprach. Besonders danken möchte ich in diesem Sinne Herrn C.P. de Vries für seine wertvolle Hilfe bei der Einarbeitung in die Sternzählungsanalyse. Prof. Dr. J.N. Bahcall hat mit seinem Computermodell der Milchstraße und durch seine konstruktive Kritik bei dessen Anwendung im Rahmen dieser Arbeit wesentlich zu ihrem Gelingen beigetragen. Der Direktorin des Astronomischen Institutes der Westfälischen Wilhelms-Universität, Frau Prof. Dr. W.C. Seiter, sei für die großzügige Gewährung von Meßzeit an der PDS-Maschine gedankt. Dem Centre de Donees Stellaires danke ich für die Überlassung des Lynds-Kataloges sowie der CARAVANE COLLABORATION für die COS-B - Daten.

Danken möchte ich auch allen Mitarbeitern des Astronomischen Institutes der Ruhr Universität Bochum, dessen Arbeitsklima das zügige Gelingen dieser Arbeit begünstigt hat.

Herrn Dr. R.W. Hanuschik danke ich für die kritische und sorgfältige Durchsicht des Manuskriptes.

Mein besonderer Dank jedoch gilt dem Themensteller dieser Dissertation, Herrn Prof. Dr. J.V. Feitzinger. Die intensive Ausbildung, die er mir bereits mit Anfertigung meiner Diplomarbeit angedeihen ließ, hat mir sicher sehr

geholffen, diese Arbeit rasch fertigzustellen, und sein reges Interesse, sowie der stets aufmunternde Zuspruch taten ein übriges. Dankend erwähnen möchte ich auch seine Bemühungen um die Sicherstellung der Finanzierung dieser Arbeit.

Mein letzter, aber wohl wichtigster Dank gilt meinem verstorbenen Vater, meiner Mutter, meinen Geschwistern sowie meinen Großeltern, die mir, zum Teil unter persönlichen Opfern, dieses Studium ermöglicht haben. Ihnen und meiner Freundin Heike danke ich für die Geduld und das in mich gesetzte Vertrauen, das mir immer wieder Ansporn war, meinen Weg weiter zu gehen.

Lebenslauf

Joachim A. Stüwe

Geboren am 26.02.1958 in Haltern (i.W.)

Vater : August Stüwe, Chemiearbeiter
Mutter : Ingeborg Stüwe, geb. Bleeser

April 1964 : Einschulung in die Aloysius-Schule II in
Marl (i.W.)

August 1968 : Wechsel auf das Albert-Schweitzer -
Gymnasium Marl

Mai 1978 : Abitur

September 1978 : Einschreibung zum Wintersemester 1978/79
an der Ruhr-Universität Bochum in den Fächern Physik
und Astronomie

November 1980 : Diplom-Vorprüfung im Fach Physik

Juni 1983 : Beginn der Diplomarbeit "Verteilung und
Struktur der Dunkelwolken im galaktischen Längenbereich
 $10^\circ < l < 0^\circ$ und $240^\circ < l < 360^\circ$ " am Astronomischen In-
stitut der Ruhr-Universität Bochum.

September 1984 : Diplom-Prüfung im Fach Physik

November 1984 : Zivildienst im Alten- und Pflegeheim der
Stadt Bochum "Haus am Glockengarten" (bis einschl.
Februar 1986).

März 1986 : Beginn der Doktorarbeit "Physik und Ver-
teilung galaktischer Dunkelwolken" am Astronomischen
Institut der Ruhr-Universität Bochum

Ich versichere, daß ich meine Dissertation

Physik und Verteilung galaktischer Dunkelwolken

selbständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt habe, und daß ich sie in der jetzigen oder in ähnlicher Form weder einer anderen Abteilung der Ruhr-Universität Bochum noch einer anderen Hochschule eingereicht habe.

Bochum, den 16.11.1987

Joachim A. Städe
(Vor- und Zuname)

